

Über elektrische Wellen in bewegten Plasmen.

Von W. O. SCHUMANN, München.

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 14. März 1950.)

In einer Arbeit [1] „Über Plasmalaufzeitschwingungen“ hat der Verfasser gezeigt, daß die räumliche Ausbreitung von Schwingungen und eine Selbstregung in Plasmen nur verständlich sind, wenn das Plasma, d. h. mindestens ein Teil der Ladungsträger gegenüber der erregenden Quelle bzw. dem Beobachter eine Translationsgeschwindigkeit besitzt. Ferner wurde gezeigt, daß bei der gleichzeitigen Berücksichtigung der Schwingungsbewegungen zweier elektrischer Teilchenarten mit verschiedener Translationsgeschwindigkeit (z. B. Ionen und Elektronen) im Plasma angelegte Wanderwellen entstehen können und zwar dann, wenn die Frequenz kleiner ist als die Resonanzfrequenz der Teilchenart mit geringerer Translationsgeschwindigkeit, solange die Translationsgeschwindigkeit dieser Teilchenart Null ist. Besitzt die Teilchenart geringerer Resonanzfrequenz auch eine endliche Geschwindigkeit, so verschiebt sich dieser Frequenzbereich. Besonders einfach ist der Fall gegenwärtig laufender Teilchen gleicher Ladung, Masse und Geschwindigkeit, wo der Frequenzbereich der Ausbreitung von $\omega = 0$ bis $\omega = \sqrt{2} \cdot \omega_0$ geht. PIERCE [15] hat ein umfangreiches Kurvenmaterial für zwei in gleicher Richtung laufender Teilchenarten für die verschiedensten Verhältnisse angegeben. Fig. 14 seiner Arbeit zeigt für $u_1/u_2 = -1$ den oben erwähnten Fall. Insbesondere zeigte sich, daß diese angefachten Schwingungen dann besonders leicht möglich sind, wenn die Translationsgeschwindigkeit der bewegten Teilchen in Bewegungsrichtung abnimmt, d. h. die Teilchen sich verzögert bewegen, oder in ein Gebiet zunehmender Gleichstromdichte hineinlaufen, weil dann die Bewegungsenergie der verzögerten Teilchen in Schwingungsenergie umsetzen kann.

In der Arbeit [1] ist nur ein longitudinales elektrisches Feld vorausgesetzt, also keine eigentliche MAXWELLSche Wellenausbreitung. Die Ausbreitungsscheinungen kommen nur durch gegenseitige Wechselwirkung der Ladungsträger zustande.

In einer Arbeit [2] über „Wellen längs homogener Plasmaschichten“ ist die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs homogener ruhender Plasmaschichten bzw. Plasmazyylinder beschrieben, wenn diese Schichten von Luft umgeben sind oder von gut leitenden Wänden. Für einen Plasmazyylinder in Luft gibt sich eine obere Grenzfrequenz $\omega_c = \omega_0/\sqrt{2}$, wenn ω_0 die Resonanzfrequenz des Plasmas ist. Gruppen- und Plasmageschwindigkeit nehmen vom Werte c bei $\omega = 0$ ab bis auf Null bei $\omega = \omega_0/\sqrt{2}$. Bei einer Plasmaschicht zwischen gut leitenden Wänden gibt sich eine untere Grenzfrequenz, die über der Resonanzfrequenz ω_0 liegt.

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Metallrohr, das ganz oder teilweise mit einem

bewegten Plasma gefüllt ist, ist wohl zuerst von HAHN [3] und dann ausführlich von RAMO [4] auf Grund der MAXWELLSchen und der üblichen hydrodynamischen Gleichungen diskutiert worden (Elektronenstrahl mit so viel Ionen, daß die Raumladung kompensiert ist) gelegentlich einer Theorie des Klystrons. Die Verfasser diskutieren die langsame „Raumladungswelle“, deren Phasengeschwindigkeit nahe der Elektronengeschwindigkeit liegt und die für den Umsatz einer Geschwindigkeitsmodulation der Elektronen an einer Stelle in eine Konvektionsstrommodulation an einer anderen Stelle verantwortlich ist, und diskutieren die viel schnellere „Feldwelle“ mit einer unteren Frequenzgrenze.

Inzwischen hat BAILEY [5] bis [8] in zwei grundlegenden Arbeiten in sehr allgemeiner Weise die Ausbreitung und Anfachung ebener elektromagnetischer Wellen in Plasmen diskutiert, die gleichzeitig von statischen elektrischen und magnetischen Feldern durchsetzt sind. Zu jeder Frequenz gehören im allgemeinen 8 Wellentypen (α) bzw. bei Berücksichtigung der Ionenschwingungen 12, und fast jede anfängliche Schwankung kann anwachsen zu einem „electric noise“ (in Entladungsrohren und z. B. in der Sonnenatmosphäre). Wie in [1] wurde auch von BAILEY eine Translationsgeschwindigkeit für unbedingt notwendig gefunden. Ein statisches magnetisches Feld begünstigt die Möglichkeit der Selbsterregung. Wenn die Schwingungen der positiven Ionen vernachlässigt werden, so ergeben sich bei genügend geringer Stoßdämpfung der Elektronen folgende einfache Fälle, bei denen Anfachung in gewissen Frequenzgebieten möglich ist.

1. Translationsgeschwindigkeit und Magnetfeld zur Wellenausbreitung parallel, thermische Energie der Elektronen vernachlässigt.

2. Kein Magnetfeld, Translationsgeschwindigkeit parallel zur Wellenausbreitung, aber mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen größer als die Translationsgeschwindigkeit der Elektronen.

Um also „solar“ oder anderen „electric noise“ zu erzeugen, genügt lediglich die Kombination eines Stromes von Elektronen mit einem zweiten Strom bewegter Teilchen oder mit einem statischen Magnetfeld oder einer genügend starken thermischen Bewegung der Elektronen. Die Notwendigkeit der Existenz zweier Teilchenarten ohne Magnetfeld und thermischer Energie zur Anfachung elektrischer Schwingungen ist schon in [1] (S. 15–20) beschrieben.

BAILEY [8] erwähnt im Zusammenhang damit die Arbeit von HAEFF [9], über die Verstärkung durch Wechselwirkung mehrerer Teilchenströme. Die dort angegebene Gleichung zur Bestimmung der selbst-erregenden Frequenz für 2 Teilchenarten ist identisch

mit der Gl. (32) in [1], wenn man dort $U = -U'$ setzt, d.h. die Bewegung der beiden Teilchenarten in gleicher Richtung annimmt. Weiterhin zitiert BAILEY die Arbeit von PIERCE [10] über Schwankungen in Elektronenströmen infolge Schwingungen der positiven Ionen (wie sie in Traveling Wave Tubes auftreten), selbst wenn die Translationsgeschwindigkeit der positiven Ionen gleich Null ist. Die dort für diesen Fall entwickelte Gleichung ist identisch mit Gl. (27) von [1]. PIERCE zeigt, daß diese Schwingungen nur durch Ionendämpfung vermeidbar sind, nicht durch Elektronendämpfung. Er behandelt auch den Fall eines zylindrischen Strahles in einem leitenden Zylinder mit fokussierendem Magnetfeld und zeigt, daß Selbsterregungen nicht nur für ω nahe bei Ionenresonanzfrequenz, sondern auch bei $\omega = \omega_i = (e/m) B$, der magnetischen Umlauffrequenz der Ionen möglich sind, z.B. bei $H = 100 \text{ Gß}$, 0^- -Ionen, $\omega_i = 2\pi \cdot 10000 \text{ sec}^{-1}$. ROBERTS [11] zeigt, daß auch in den Gleichungen, die HAHN [3] und RAMO [4] aufstellen, bei größeren Frequenzen Selbsterregungen auftreten. BAILEY und ROBERTS weisen darauf hin, daß die Anordnungen zur Erzeugung einer „slow“ wave, z.B. mit einer Spirale oder einem Dielektrikum sehr großer D.K. zur Wellenverstärkung mit einem Elektronenstrahl im Traveling Wave Amplifier gar nicht unbedingt nötig seien, sondern wie der „Double-Stream-Amplifier“ (siehe z.B. HAEFF [9], NERGAARD [12], PIERCE und HEBENSTREIT [13] und HOLLENBERG [14]) gezeigt hat, auch ohne diese Hilfsmittel möglich ist, indem man z.B. mehrere Elektronenstrahlen aufeinander wirken läßt. Man vergleiche dazu auch PIERCE [15], wo genaue Zahlenwerte der Verstärkung abhängig vom Verhältnis ω/ω_0 (ω_0 Plasmaeigenfrequenz der raschen Teilchen) für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse der beiden Teilchenströme angegeben werden.

Schließlich haben BÖHM und GROSS [16] ausführliche Betrachtungen gaskinetischer Natur zur Theorie der Plasmaschwingungen veröffentlicht. Sie fanden, daß Strahlen scharf definierter Geschwindigkeit oder Teilchengruppen von wesentlich größerer Geschwindigkeit als der thermischen wachsende Schwingungen verursachen können. Als Beispiel betrachten sie 2 Strahlen gleicher Geschwindigkeit, aber entgegengesetzter Richtung mit einer unbewegten positiven Ladungsverteilung, die alle Raumladungen bei Abwesenheit von Schwingungen kompensiert, und bestimmen die Frequenzen, für die Anfachung der Schwingungen auftritt. Die selbsterregte Frequenz für kleine k und homogene Strahlgeschwindigkeit $\omega^2 \approx -k^2 a^2$ (a Strahlgeschwindigkeit, k Kreiswellenzahl) bestimmt sich genau gleich aus Gl. (22) in [1], die dort für 2 Teilchenarten verschiedenen Vorzeichen abgeleitet wurde, aber genau so auch für Teilchen gleichen Vorzeichens gilt. Die feineren Ergebnisse der statistischen Geschwindigkeitsverteilung, die die Verfasser untersuchen, vermag [1] natürlich nicht wiederzugeben (s. dazu auch die Note von PIERCE [17], der auf die ähnlichen Resultate seiner Arbeit [10] hinweist) und die Note von WALKER [19], wo besonders auf die Notwendigkeit relativistischer Behandlung der Wellenfortpflanzung in bewegten Plasmen hingewiesen wird.

Im folgenden soll die Arbeit [2] insofern ergänzt werden, als die Ausbreitung elektromagnetischer

Wellen längs bewegter Plasmaschichten in dielektrischer oder leitender Umgebung mit Hilfe der relativistischen Transformationen untersucht werden soll, wobei die Schwingungen der positiven Ionen zunächst vernachlässigt werden.

I. Homogene Plasmaschicht mit der Geschwindigkeit v in der x -Richtung bewegt und begrenzt von leitenden

Wänden im Abstand $y = \pm \delta/2$.

Mit x, y, z, t sei das mit dem Strahl bewegte Koordinatensystem bezeichnet, mit x', y', z', t' dagegen das im Raum ruhende, gegen das sich der Strahl in der x' -Richtung mit der Geschwindigkeit v_0 bewegt und von dem aus beobachtet wird.

Die Gleichungen der Felder im Plasma für die Grundwelle entnehmen wir [2] S. 276 zu

$$H_z = A \sin m y,$$

$$E_x = -\frac{m j}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_p} A \cos m y, \quad E_y = \frac{\alpha}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_p} A \sin m y, \quad (1)$$

wobei $\varepsilon_p = 1 - (\omega_0^2/\omega^2)$ ist. Aus der Grenzbedingung $E_x = 0$, für $y = \pm \delta/2$, die sich auch für „bewegte“ leitende Wände nicht ändert, folgt $m = \pi/\delta$ und für die Ausbreitungskonstante in dem Ausdruck $\exp j(\omega t - \alpha x)$

$$\alpha^2 = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{c^2} - \frac{\pi^2}{\delta^2} = \frac{\omega^2 - \omega_\pi^2}{c^2}, \quad (2)$$

wo $\omega_\pi^2 = N e^2/m \varepsilon_0$ die Resonanzfrequenz des Plasmas ist.

Es existiert eine untere Grenzfrequenz $\omega_\pi = \omega_0^2 + c^2(\pi^2/\delta^2)$ mit der Phasengeschwindigkeit $v_p = \infty$. Mit wachsender Frequenz nimmt v_p ab und erreicht bei $\omega \rightarrow \infty$ den Wert c . Für die Gruppengeschwindigkeit v_g gilt $v_g v_p = c^2$. Es ist der zu $y=0$ in E_x symmetrische, dagegen in E_y und H_z antisymmetrische Wellentyp gewählt, der auch für ein kreisrundes Rohr in gleicher Weise auftritt, so daß die Resultate mit etwas anderen Zahlenwerten ohne weiteres auch auf den kreiszylindrischen Fall übertragbar sind.

Führen wir in dem Ausdruck $\omega t - \alpha x = \omega(t - x/v_p)$ die LORENTZ-Transformation $x = (x' - v_0 t')/\sqrt{1 - \beta^2}$ und $t = (t' - \beta x'/c)/\sqrt{1 - \beta^2}$, $y = y'$, $z = z'$ ein, so entsteht $\left[t' \left(1 + \frac{v_0}{v_p} \right) - x' \left(\frac{\beta}{c} + \frac{1}{v_p} \right) \right] \cdot \omega / \sqrt{1 - \beta^2}$. Es wird also im ruhenden System die Frequenz

$$\omega' = \frac{\omega \left(1 + \frac{v_0}{v_p} \right)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3)$$

und die Phasengeschwindigkeit

$$v'_p = \frac{(v_0 + v_p)}{\left(1 + \frac{v_0 v_p}{c^2} \right)} = \frac{\omega'}{\alpha'} \quad (4)$$

entsprechend dem EINSTEINSchen Additionstheorem der Geschwindigkeiten. Es ist aber hier zu beachten, daß v_p alle Werte zwischen 0 und ∞ haben kann und auch negativ sein kann. Berechnet man die Ausbreitungskonstante α' aus (3) und (4), so findet man

$$\alpha' = \frac{\omega' - \omega \sqrt{1 - \beta^2}}{v_0}$$

und mit Hilfe von (2)

$$\alpha'^2 = \frac{\omega'^2 - \omega_\pi^2}{c^2}$$

d.h. formal dieselbe Gleichung wie (2).

Es gelten also für die Ausbreitung im ruhenden System genau die gleichen Gesetze wie im bewegten System, mit einer unteren Grenzfrequenz $\omega' = \omega_k$ mit $v_p = \infty$ bis $\omega' \rightarrow \infty$ mit $v_p = c$.

Die Verteilung der Felder ist jedoch eine andere, da die Transformationsformeln

$$E'_x = E_x, \quad E'_y = \frac{E_y - v_0 B_z}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad B'_z = \frac{B_z - \frac{v_0}{c^2} E_y}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (5)$$

erlangen. Auch die Strömungen der bewegten Elektronen ändern sich, da

$$I'_x = \frac{I_x}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad I'_y = I_y; \quad I'_z = I_z \quad (6)$$

st. Außerdem treten im ruhenden System Raumladungen auf, selbst wenn im bewegten System keine vorhanden sind.

$$\rho' = \frac{I'_x v_0}{c^2} = \frac{I_x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \frac{v_0}{c^2}, \quad I_x = -j \frac{\omega_0^2}{\omega} \varepsilon_0 E_x. \quad (7)$$

In diesem Fall ist in beiden Systemen $B = \mu_0 \cdot H$ und $D = \varepsilon_0 \cdot E$.

II. Homogene Plasmaschicht mit der Geschwindigkeit v_0 in der x -Richtung bewegt und begrenzt von Luft.

Für diesen Fall entnimmt man aus [2] S. 257 in Luft

$$\left. \begin{aligned} H_z &= A_1 e^{-m_1 y}, & E_x &= \frac{j m_1}{\omega \varepsilon_0} A_1 e^{-m_1 y}, \\ E_y &= \frac{\alpha}{\omega \varepsilon_0} A_1 e^{-m_1 y}; \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

in Plasma

$$\left. \begin{aligned} H_z &= -A_2 \sin m_2 y, & E_x &= \frac{j m_2}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_p} A_2 \cos m_2 y, \\ E_y &= \frac{\alpha}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_p} A_2 \sin m_2 y; \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} m_2^2 - m_1^2 &= \frac{\omega_0^2}{c^2}, & \frac{m_2}{m_1 \varepsilon_p} &= \operatorname{tg} \left(m_2 \frac{\delta}{2} \right), \\ \frac{A_1}{A_2} &= -\sin \left(m_2 \frac{\delta}{2} \right) e^{-m_1 \frac{\delta}{2}}; \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon'_p &= -\varepsilon_p = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1, \\ \alpha^2 &= m_1^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = m_2^2 + \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{c^2}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Es existieren nur Lösungen für $\varepsilon'_p > 1$, $\omega < \omega_0/\sqrt{2}$ und es nehmen sowohl Phasen- als auch Gruppengeschwindigkeit des Plasmas von dem Werte c bei $\omega = 0$ bis auf Null bei $\omega = \omega_0/\sqrt{2}$ ab, wie in Abb. 3 von [2]. Imaginäre oder komplexe Werte von α sind unmöglich. Nach Gl. (3) gelten bei positivem v_p für ω' die Werte von $\omega' = 0$ bei $\omega = 0$, $v_p = c$ bis zu $\omega' = \infty$ bei $\omega = \omega_0/\sqrt{2}$, $v_p = 0$. In dem letzten Fall gehen m_1 und m_2 gegen ∞ , d. h. es bildet sich die extreme Grenzschichtwelle. Für negative v_p ist ebenfalls für $\omega = 0$, $\omega' = 0$. Mit wachsendem ω nimmt ω' bis zu einem Maximum ω'_m zu, bei $d|v_p|/d\omega = -[(|v_p| - v_0)/\omega]$, dann mit wachsender Frequenz wieder abzunehmen und bei $v_p = v_0$ durch Null zu gehen. Mit weiter wachsendem ω wird ω' negativ und erreicht bei $v_p = 0$ den Wert $\omega' \rightarrow -\infty$. Auch in diesem Fall bildet sich eine typische Grenzflächenwelle mit $m_1 \rightarrow \infty$ und $m_2 \rightarrow \infty$. In analoger Weise liest man aus Gl. (4) ab,

bei $\omega = 0$, $v_p = c$, $v'_p = c$. Bei positivem v_p nimmt v_p mit ω ab, und v'_p ebenfalls, und erreicht bei $\omega = \omega_0/\sqrt{2}$, $\omega' = \infty$, $v_p = 0$ den Wert $v'_p = v_0$. Für negatives v_p dagegen ist bei $\omega = 0$ $|v_p| = c$ auch $v'_p = -c$. Mit wachsendem ω nimmt $|v'_p|$ ab, bis auf $v'_p = 0$ bei $v_0 = |v_p|$. Mit weiter wachsendem ω wird $|v_p| < v_0$, d. h. v'_p wird positiv und bei $\omega = \omega_0/\sqrt{2}$, $|v_p| \rightarrow 0$ geht $v'_p \rightarrow v_0$.

Man hat also zwei nach rechts in v_0 -Richtung wandernde Wellen, deren Phasengeschwindigkeiten bei $\omega' = 0$, $v'_p = c$ und $v'_p = 0$ sind, und die sich mit wachsender Frequenz beide dem Werte $v'_p = v_0$ bei $\omega' \rightarrow \infty$ nähern. Und man hat einen nach links gegen v_0 wandernden Typ, der bei $\omega' = 0$ mit $v'_p = c$ beginnt, dessen Phasengeschwindigkeit mit wachsendem ω' abnimmt, und dessen Frequenz bis zu einem Maximalwert ω'_m geht, der nicht überschritten werden kann. Gleichzeitig existiert ein zweiter Typ, der mit $v'_p = 0$ bei $\omega' = 0$ beginnt, und dessen Frequenz mit wachsendem ω' anwächst bis zu demselben Maximalwert ω'_m , wo sein v'_p gleich demjenigen des ersten Typs wird

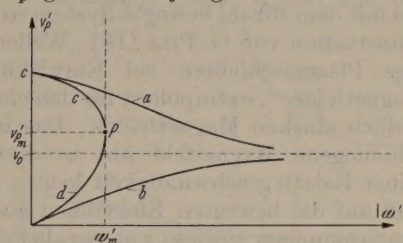


Abb. 1. Phasengeschwindigkeit abhängig von der Frequenz für bewegte Plasmaschicht in Luft.

(Punkt P mit v'_p , Abb. 1). Abb. 1 zeigt schematisch den Verlauf von v'_p . Für $|\omega'| > \omega'_m$ existieren nur zwei rechtslaufende Wellen. Für $|\omega'| < \omega'_m$ zwei linkslaufende und zwei rechtslaufende.

Dieselben Resultate kann man auch analytisch erhalten, wenn man als Näherungslösung der transzendenten Gl. (10)

$$v_p = c \sqrt{\frac{\omega_0^2 - 2\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}} = \frac{\omega}{\alpha}$$

einführt, siehe [2] S. 258. Bestimmt man damit α' als Funktion von ω' , so entsteht

$$\left. \begin{aligned} &v_0^2 c^2 (1 + z^2) \alpha'^4 - 4z^2 v_0 \omega' c^2 \alpha'^3 - \\ &- \{ -c^2 \omega_0^2 + \omega_0^2 v_0^2 + 2z^2 \omega'^2 [v_0^2 (1 + \beta^2) + c^2] \} \alpha'^2 - \\ &- 4\omega'^3 v_0 \beta^2 z^2 \alpha' + \\ &+ \omega'^2 [\omega_0^2 (1 - \beta^2) - z^2 \omega'^2 (1 - 2\beta^2)] = 0. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$z^2 = \frac{1}{1 - \beta^2}.$$

Aus dieser Gleichung folgt für $\alpha' = 0$, $\omega' = 0$ [der zweite Wert $\omega'^2 = \omega_0^2 (1 - \beta^2)^2 / (1 - 2\beta^2)$ ist unmöglich, da er $v_0 > c$ voraussetzt]. Für $\omega' = 0$ folgt $\alpha' = 0$ und $\alpha' = (\omega_0/v_0) \cdot (1 - \beta^2)/(2 - \beta^2)$. Daraus folgt für die Wellenlänge der Schwingung bei $\omega' = 0$ mit $v_p = 0$, $\lambda' = 2\pi (v_0/\omega_0) \cdot (2 - \beta^2)/(1 - \beta^2)$. Dividiert man die Gleichung durch ω'^4 , so entsteht eine solche für $\alpha'/\omega' = 1/v'_p$. Es ergibt sich danach für $\omega' = 0$, $v'_p = 0$ und $v_p^2 = c^2$. Und für $\omega' \rightarrow \infty$ ergibt sich $v'_p = v_0$. Für die Transformation der Felder und der Ströme gelten wieder die Gl. (5) bis (7). Angefachte Wellen sind unmöglich, da für das mit dem Strahl bewegte System keine komplexen Werte von α möglich sind.

Nach der DESCARTESSCHEN Zeichenregel bestimmt sich der Wert von ω'_m Abb. 1 durch das Verschwinden des quadratischen Gliedes der Gl. (12) zu $\omega'^2_m = (\omega_0^2/2)(1 - \beta^2)^2/[1 + \beta^2(1 + \beta^2)]$.

Der Zweig d der gegen x' laufenden Welle hat anomale Dispersion, da $dv_p/d\omega' > v_p/\omega'$ ist. Seine Gruppengeschwindigkeit ist negativ, d. h. Zeichengruppen laufen nicht gegen, sondern in der Strahlrichtung. Im Punkte P ist die Gruppengeschwindigkeit Null, im Ursprung, $v_p = 0$, $\omega' = 0$ dagegen endlich und negativ und wächst zunächst mit wachsender Frequenz absolut an.

III. Homogene Plasmaschicht mit der Geschwindigkeit v_0 in der x -Richtung bewegt und begrenzt von leitenden Wänden im Abstand $y = \pm \delta/2$ bei gleichzeitigem unendlich starkem stationären Magnetfeld parallel der x -Achse.

Wird zur Fokussierung des Strahles gleichzeitig ein starkes longitudinales Magnetfeld benutzt, so ändern sich die Verhältnisse erheblich. Die Gleichungen für das mit dem Strahl bewegte System entnehmen wir der Dissertation von G. PILZ [18] „Wellenausbreitung längs Plasmaschichten bei Einwirkung konstanter Magnetfelder“, extrapoliert für den einfachsten Fall unendlich starken Magnetfeldes. Das im Raum ruhende homogene Magnetfeld übt in diesem Fall infolge seiner Relativgeschwindigkeit keinen besonderen Einfluß auf die bewegten Elektronen aus, da die Elektronenströmungen sowieso nur parallel der Richtung des Magnetfeldes erfolgen. Setzen wir wieder für eine longitudinale E -Welle das Feld an, so folgt aus [18]

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A \cos my, & E_y &= \frac{\alpha}{\omega \epsilon_0} H_z, \\ H_z &= j \frac{\omega \epsilon_0}{\omega^2 - \alpha^2} m A \sin my, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

wobei

$$m^2 = \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \alpha^2 \right) \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \quad (14)$$

ist. Die Reflexionsbedingung an den leitenden Wänden ergibt für die Grundwelle $m = \pi/\delta$ und damit wird

$$\left. \begin{aligned} \alpha^2 &= \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \left(m^2 + \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{c^2} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \frac{\omega_\kappa^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \\ \omega_\kappa^2 &= m^2 c^2 + \omega_0^2. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Reelle Ausbreitung erfolgt für $\omega < \omega_0$ und $\omega > \omega_\kappa$. Für $\omega_0 < \omega < \omega_\kappa$ ist α imaginär, d. h. es sind exponential verlaufende stehende Wellen vorhanden, die im Mittel je Welle keine Energie transportieren.

Die Phasengeschwindigkeit ist

$$v_p = \pm c \sqrt{\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_\kappa^2 - \omega^2}}.$$

Für $\omega = 0$ ist die Phasengeschwindigkeit $v_{p0} = c(\omega_0/\omega_\kappa)$ und fällt mit wachsendem ω auf $v_p = 0$ für $\omega = \omega_0$. Jenseits von $\omega = \omega_\kappa$ beginnt die Ausbreitung mit $v_p = \infty$ und geht mit $\omega \rightarrow \infty$ auf $v_p = c$. Abb. 2 zeigt den prinzipiellen Verlauf, der sich durch die Existenz des unteren Frequenzbereiches erheblich von dem ohne Magnetfeld unterscheidet.

Führt man nun wieder die Transformation 3 und 4 ein, so ergibt die Diskussion von ω' und v'_p abhängig

von ω und v_p , daß verschiedene Wellentypen auftreten je nachdem ob $v_0 \geq v_{p0} = c(\omega_0/\omega_\kappa)$ ist. Ist $v_0 < v_{p0}$, so gibt es wieder, wie im vorigen Fall, einen Punkt, wo $v_0 + v_p$ für negatives v_p zu Null wird, und wo ω' durch Null geht und v'_p ebenfalls. Dies passiert bei der Frequenz

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2 - \beta^2 \omega_\kappa^2}{1 - \beta^2}.$$

Für $\omega \rightarrow 0$, $v_p \rightarrow v_{p0}$ geht $\omega' \rightarrow 0$ und $v'_p \rightarrow c(\beta \pm \frac{\omega_0}{\omega_\kappa})$ ($1 \pm \beta \frac{\omega_0}{\omega_\kappa}$). Für $\omega = \omega_\kappa$, $v_p \rightarrow \infty$, ist $\omega' = \omega_\kappa/\sqrt{1 - \beta^2}$ und $v'_p = c^2/v_0$. Schließlich kann $v'_p \rightarrow \infty$ gehen, wenn für negatives v_p , $1 = (v_0/c^2) \cdot |v_p|$ ist. Dies tritt ein bei $\omega^2 = \omega_\kappa^2(1 - \beta^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_\kappa^2})/(1 - \beta^2)$ und bei $\omega'^2 = \omega_\kappa^2 - \omega_0^2(v_0^2/c^2)$. Man erhält also folgendes Bild der Wellenverteilung, Abb. 3. Mit wachsendem v_0 nimmt $|v'_{p0}|$ und ω'_m ab und bei $v_0 = v_{p0}$ werden beide zu Null. Bei $v_0 > v_{p0}$ verschwindet die linkslaufende Welle a bei kleinen Frequenzen ω' und es existieren im Gebiet kleiner Frequenzen nur die beiden rechtslaufenden

Wellen b und c , die bei $\omega' = 0$ mit $v'_{p0} = v_p \frac{\kappa + 1}{1 \pm \kappa \frac{\omega_0^2}{c^2}}$, $\kappa > 1$, jedoch $\kappa < (\omega_\kappa/\omega_0)$, da $v_0 < c$, beginnen (siehe Abb. 4). Dieselben Ergebnisse findet man analytisch. Für v_0/v'_p erhält man

$$\left. \begin{aligned} \left(1 - \frac{v_0}{v'_p} \right)^4 - 2 \left(1 - \frac{v_0}{v'_p} \right)^3 + \left[1 - \beta^2 - \frac{\omega_0^2 - \beta^2 \omega_\kappa^2}{\omega'^2} \right] \times \\ \times \left(1 - \frac{v_0}{v'_p} \right)^2 + 2 \frac{\omega_0^2}{\omega'^2} (1 - \beta^2) \left(1 - \frac{v_0}{v'_p} \right) - \\ - \frac{\omega_0^2}{\omega'^2} (1 - \beta^2)^2 = 0, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

woraus für $v_0/v'_p = 0$, d. h. $v'_p = \pm \infty$, $\omega'^2 = \omega_\kappa^2 - \omega_0^2 \beta^2$ folgt. Für $v_0 = v'_p$, folgt $\omega' \rightarrow \infty$, für $\omega' \rightarrow \infty$, folgen $v'_p = v_0$ und $v'_p = \pm c$. Für $\omega' = 0$, folgt

$$\frac{v'_{p0}}{c} = \frac{\omega_0^2 - \beta^2 \omega_\kappa^2}{(\omega_0^2 - \omega_\kappa^2) \beta \pm \omega_\kappa \omega_0 (1 - \beta^2)} = \frac{\beta \pm \frac{\omega_0}{\omega_\kappa}}{1 \pm \beta \frac{\omega_0}{\omega_\kappa}}$$

und für $v'_p \rightarrow 0$, wobei gleichzeitig auch $\omega' \rightarrow 0$ geht, folgt $\alpha' = \omega'/v'_p = 1/v_0 \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2 \omega_\kappa^2}$. Es ergibt sich daraus die Wellenlänge $\lambda' = 2\pi/\alpha'$ der Welle geringer Geschwindigkeit bei geringer Frequenz

$$\lambda' = \frac{2\pi v_0}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2 \omega_\kappa^2}}$$

die nur solange reell ist, als $v_0/c < \omega_0/\omega_\kappa$ ist, d. h. $v_0 < v_{p0}$.

Der Zusammenhang zwischen ω und ω' ergibt sich als

$$\left. \begin{aligned} \omega^4 - 2 \frac{\omega'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \omega^3 + \omega^2 \left[\omega'^2 - \frac{\omega_0^2 - \beta^2 \omega_\kappa^2}{1 - \beta^2} \right] + \\ + \omega \frac{2\omega' \omega_0^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \omega_0^2 \omega'^2 = 0, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

woraus z. B. für $\omega' = 0$.

1. $\omega = 0$ und 2. $\omega^2 = (\omega_0^2 - \beta^2 \omega_\kappa^2)/\sqrt{1 - \beta^2}$ folgt. Es ergibt sich hieraus, daß die Welle mit $\omega' = 0$ durchaus nicht sehr stark gedämpft zu sein braucht, da ihr im mitbewegten System die Frequenz $\omega = \omega_0$ entspricht, solange nicht v_0 sehr nahe an v_{p0} liegt.

Analoges folgt aus der Gleichung für α'

$$\left. \begin{aligned} & 4 \cdot v_0^2 c^2 - \alpha'^3 2 v_0 \omega' c^2 + \\ & + \alpha'^2 [\omega'^2 (c^2 - v_0^2) + v_0^2 \omega_\kappa^2 - \omega_0^2 c^2] + \\ & + 2 \alpha' v_0 \omega' [\omega_0^2 - \omega_\kappa^2 + \omega'^2] + \\ & + \omega'^2 [\omega_\kappa^2 - \omega_0^2 \beta^2 - \omega'^2] = 0, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

. B. für $\alpha' = 0$: $\omega' = 0$ und $\omega'^2 = \omega_\kappa^2 - \omega_0^2 \beta^2$ oder für $\omega' = 0$: $\alpha' = 0$ und $\alpha'^2 = 1/v_0^2 [\omega_0^2 - (\omega_\kappa^2/c^2)]$ wie oben abgeleitet.

Aus der Abb. 3 und 4 entnimmt man, daß für $v_0 < v_{p_0}$, d. h. $< c(\omega_0/\omega_\kappa)$ für $\omega' < \omega'_m$ und $\omega' > \sqrt{\omega_\kappa^2 - \beta^2 \omega_0^2}$ vier reelle Wurzeln der Gleichung existieren, daß dagegen in dem Zwischenbereich zwei konjugiert komplexe Wurzeln auftreten müssen. Und daß für $v_0 > v_{p_0}$ für $0 < \omega' < \sqrt{\omega_\kappa^2 - \beta^2 \omega_0^2}$ zwei reelle und zwei komplexe Wurzeln existieren, dagegen für $\omega' > \sqrt{\omega_\kappa^2 - \beta^2 \omega_0^2}$ vier reelle Wurzeln vorhanden sind. Dies wird auch durch die CARTESISCHE Zeichenregel, angewendet auf die Gleichung für α' , bestätigt. Außerdem ergibt sich, daß die beiden negativen Wurzeln im Falle $v_0 < v_{p_0}$, Abb. 3, im Gebiet kleiner Frequenzen verschwinden, wenn das Glied mit α'^2 in der Gleichung für α' verschwindet, d. h. daß die Frequenz ω'_m der Abb. 3 gleich

$$\omega_m'^2 = \frac{\omega_0^2 - \omega_\kappa^2 \beta^2}{1 - \beta^2} = \omega_0^2 \left(1 - \frac{v_0^2}{v_{p_0}^2} \right) / (1 - \beta^2)$$

ist, also nur reell ist, solange $v_{p_0} > v_0$ ist.

Komplexe Wurzeln.

Wie aus den Abb. 3 und 4 folgt, treten in den Gebieten zwischen

$$\omega' = \sqrt{\omega_\kappa^2 - \beta^2 \omega_0^2}$$

und $\omega' = \omega'_m$ bzw. 0 auch komplexe Wurzeln der α' -Gleichung auf, die konjugiert zueinander sind. Sie stellen Wellen dar, die während ihrer Wanderung anwachsend bzw. gedämpft sind.

Man kann sie z. B. mit Hilfe der NEWTONSchen Näherungsmethode aus der Gl. (17) für α' ableiten, indem man als Näherungswert α_0 denjenigen für $\omega_0 = 0$ wählt, und ihn dann für kleine v_0 verbessert. Für $v_0 = 0$ folgt

$$c^2 \alpha_0^2 = \frac{\omega_\kappa^2 - \omega'^2}{\omega_0^2 - \omega'^2} \cdot \omega'^2, \quad \omega' \rightarrow \omega, \quad (18)$$

so daß für $\omega_0 < \omega' < \omega_\kappa$ der Wert von α_0 imaginär wird. Aus der bekannten Gleichung

$$f(\alpha_0 + \Delta\alpha) = f(\alpha_0) + f'(\alpha)_{\alpha=\alpha_0} \cdot \Delta\alpha$$

folgt dann

$$\left. \begin{aligned} \Delta\alpha = - \frac{f(\alpha_0)}{f'(\alpha)_{\alpha=\alpha_0}} = - \frac{\alpha_0^4 v_0^2 c^2 - 2 \alpha_0^3 v_0 \omega' c^2 +}{4 \alpha_0^3 v_0^2 c^2 - 3 \alpha_0^2 2 v_0 \omega' c^2 +} \\ + \frac{\alpha_0^2 v_0^2 (\omega_\kappa^2 - \omega'^2) + 2 \alpha_0 v_0 \omega' [\omega_0^2 - \omega_\kappa^2 + \omega'^2] -}{+ 2 \alpha_0 [c^2 (\omega'^2 - \omega_0^2) + v_0^2 (\omega_\kappa^2 - \omega'^2)] +} \\ - \frac{\beta^2 \omega_0^2 \omega'^2}{+ 2 v_0 \omega' [\omega_0^2 - \omega_\kappa^2 + \omega'^2]}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Solange α_0 imaginär ist, folgt hieraus ein komplexes $\Delta\alpha$.

Die Transformationsgleichung (3):

$$\omega' \sqrt{1 - \beta^2} = \omega + v_0 \alpha$$

verlangt für reelles ω' bei komplexem α auch ein komplexes ω und zwar so, daß bei

$$\begin{aligned} \omega = \omega_r + j \omega_i \quad \text{und} \quad \alpha = \alpha_r + j \alpha_i \\ \omega_i + v_0 \alpha_i = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

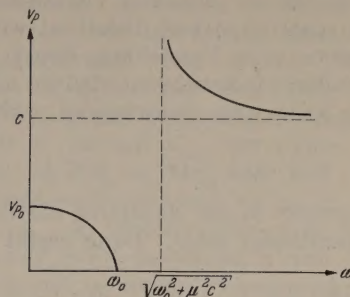


Abb. 2. Phasengeschwindigkeit abhängig von der Frequenz für eine ruhende Plasmaschicht zwischen leitenden Wänden mit ∞ starkem longitudinalen Magnetfeld.

ist, d. h. zeitliches Abklingen ($\omega_i > 0$) verlangt räumliches Abklingen mit $x(x_i < 0)$ und umgekehrt.

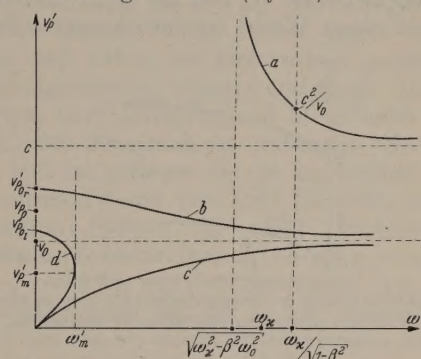


Abb. 3. Phasengeschwindigkeit abhängig von der Frequenz für eine bewegte Plasmaschicht zwischen leitenden Wänden mit ∞ starkem longitudinalen Magnetfeld. $v_0 < v_{p_0}$.

Es werden also in diesem Fall komplexe ω und α verlangt. Dies folgt auch aus der Tatsache, daß imaginäres α_0 nach Gl. (18) im mitbewegten System

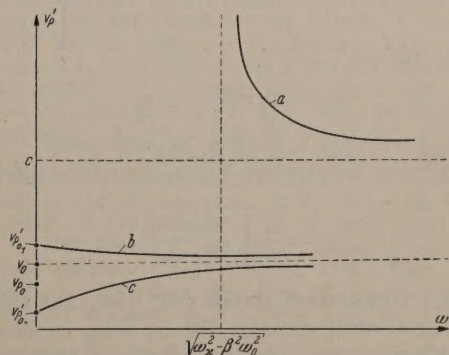


Abb. 4. Phasengeschwindigkeit abhängig von der Frequenz für eine bewegte Plasmaschicht zwischen leitenden Wänden mit ∞ starkem longitudinalen Magnetfeld. $v_0 > v_{p_0}$.

eine stehende Welle darstellt, die räumlich nach zu- und abnehmenden Exponentialfunktionen verläuft. Bewegt sich dieses System relativ zu einem ruhenden Beobachter, so wird dieser beim Vorbeiziehen der Welle eine zeitlich zu- oder abnehmende Schwingung beobachten. Soll er eine zeitlich rein periodische Schwingung finden, so muß im bewegten System ein zeitliches Anwachsen oder Abnehmen der Schwingung

stattfinden, das die räumlichen Änderungen für den ruhenden Beobachter gerade kompensiert. An sich sind derartige Verteilungen nur für endliche Längen des Systems möglich und hängen in ihrer endgültigen Verteilung von den Bedingungen am Anfang und am Ende ab, wie bei der üblichen Vierpoltheorie. Dies soll in einer späteren Arbeit diskutiert werden. Um aber wenigstens eine Vorstellung dieser Wellen zu gewinnen, wollen wir annehmen, daß im mitbewegten System eine gedämpfte Schwingung vorhanden sei, die durch

$$\omega = \omega_r (1 + j\varepsilon) \quad \varepsilon \ll 1,$$

gegeben sei, wobei in der Rechnung die höheren Potenzen vernachlässigt seien. Dann ergibt sich näherungsweise

$$\alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \frac{\omega_\kappa^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \approx - \frac{\omega_r^2}{c^2} \frac{\omega_\kappa^2 - \omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega_0^2} \times \\ \times \left\{ 1 + 2j\varepsilon \left[1 - \frac{\omega_r^2}{\omega_\kappa^2 - \omega_r^2} - \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega_0^2} \right] \right\}.$$

Solange ω_r zwischen ω_κ und ω_0 liegt, und nicht zu nahe einem dieser Werte, ist der imaginäre Teil klein

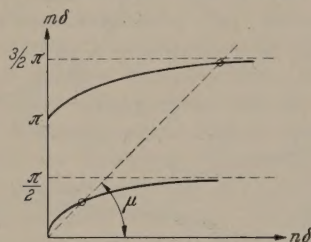


Abb. 5. Graphische Lösung der Grenzbedingung für bewegte Plasmaschicht in Luft mit ∞ starkem longitudinalen Magnetfeld.

gegen den reellen. Setzt man $\alpha = \alpha_r + j\alpha_i$ und nimmt α_r/α_i so klein an, daß es auch nur in der ersten Potenz zu berücksichtigen ist, so ergibt sich

$$\pm \alpha = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\omega_r}{\sqrt{(\omega_\kappa^2 - \omega_r^2)(\omega_r^2 - \omega_0^2)}} \left[\omega_r^2 + \omega_0^2 \frac{\omega_\kappa^2 - \omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega_0^2} \right] + \\ + j \frac{\omega_r}{c} \sqrt{\frac{\omega_\kappa^2 - \omega_0^2}{\omega_r^2 - \omega_0^2}}.$$

Nach G. (19) ist

$$\omega_i = \omega_r \varepsilon = -\alpha_i v_0,$$

d. h. bei positivem ε muß α_i negativ sein.

Es gilt also das untere Vorzeichen für α und es ist

$$\varepsilon = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{\omega_\kappa^2 - \omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega_0^2}},$$

was $v_0 \ll c$ voraussetzt, damit $\varepsilon \ll 1$ ist. Die stärksten Anfachungen sind danach für $\omega_r \approx \omega_0$ zu erwarten, während bei $\omega_r \approx \omega_\kappa$ die Anfachung sehr gering ist.

Daraus folgt wiederum

$$\alpha_r = - \frac{v_0}{c^2} \frac{\omega_r}{\omega_r^2 - \omega_0^2} \left[\omega_r^2 + \omega_0^2 \frac{\omega_\kappa^2 - \omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega_0^2} \right] \\ \alpha_i = - \frac{\omega_r}{c} \sqrt{\frac{\omega_\kappa^2 - \omega_0^2}{\omega_r^2 - \omega_0^2}}.$$

Diese zeitlich gedämpfte Welle läuft also im bewegten System in negativer x -Richtung und sie ist entsprechend

$$e^{-j\alpha x} = e^{-j\alpha_r x} \cdot e^{-\alpha_i x}$$

mit positivem x exponential abnehmend. Für das im Raum ruhende System ist dann

$$\omega' \sqrt{1 - \beta^2} = \omega_r + v_0 \alpha_r$$

und wegen des negativen Wertes von α_r ist $\omega' \sqrt{1 - \beta^2}$ kleiner als ω_r . Ferner wird

$$\alpha' \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{\omega \beta}{c} + \alpha = \left(\frac{\omega_r \beta}{c} + \alpha_r \right) + j \left(\frac{\varepsilon \omega_r \beta}{c} + \alpha_i \right)$$

und mit $\varepsilon \omega_r = -\alpha_i v_0$ wird $\alpha'_i = \alpha_i \sqrt{1 - \beta^2}$. Auch beim ruhenden System nimmt die Intensität in x' -Richtung ab.

Schließlich werden die Phasengeschwindigkeiten

$$v_p = - \frac{c}{v_0^2} \frac{1}{1 + \frac{\omega_0^2 (\omega_\kappa^2 - \omega_0^2)}{(\omega_r^2 - \omega_0^2)^2}} \\ v'_p = v_0 \left[1 + \left(1 - \frac{c^2}{v_0^2} \right) \frac{(\omega_r^2 - \omega_0^2)^2}{\omega_0^2 (\omega_\kappa^2 - \omega_0^2)} \right].$$

Bei genügend großem c/v_0 läuft diese Welle auch im ruhenden Koordinatensystem gegen die x' -Richtung, worauf auch schon WALKER [19] hinweist. Bei kleinem v_0/c werden beide Phasengeschwindigkeiten sehr groß. Wir haben also eine Welle, die in ihrer Laufrichtung angefacht ist.

Setzt man nun ε negativ voraus, so muß α_i positiv sein. Es gilt in der Gleichung für α das obere Vorzeichen und der reelle Teil wird wegen des negativen ε wiederum negativ. Man hat wiederum eine gegen die x -Richtung wandernde Welle, die aber jetzt mit wachsendem x anwächst. Vom ruhenden Koordinatensystem aus gesehen haben wir eine Welle, die in ihrer Laufrichtung gedämpft ist.

IV. Homogene Plasmaschicht mit der Geschwindigkeit v_0 in der x -Richtung bewegt und begrenzt von Luft im Abstand $y = \pm \delta/2$ bei gleichzeitigem unendlich starken stationären Magnetfeld parallel zur x -Achse.

In diesem Fall haben wir wiederum im Dielektrikum wie in II. ein Feld anzusetzen mit

$$\left. \begin{aligned} E_x &= B e^{-n y}, & H_z &= -j \frac{\varepsilon_0 \omega}{n} B e^{-n y}, \\ n^2 &= \alpha^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

wobei $n > 0$ sein muß, damit das Feld nach außen rasch genug verschwindet. Imaginäre Werte von α sind deshalb nicht möglich. Die Stetigkeit für die E_x und H_z bei $y = \delta/2$ ergibt

$$\frac{A}{B} = - \frac{e^{-n \frac{\delta}{2}}}{\cos m \frac{\delta}{2}} \quad \text{und} \quad m \operatorname{tg} m \frac{\delta}{2} = n \quad (21)$$

mit der Bedingung

$$m^2 = n^2 \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right). \quad (22)$$

Lösungen mit reellem m sind nur möglich für $\omega < \omega_0$. Imaginäres m ist unmöglich, da Gl. (21) dies für positives n nicht zuläßt. Die graphische Lösung der Gl. (21) und (22) zeigt Abb. 5.

Es sind jetzt die Frequenzen von 0 bis ω_0 für reelle Ausbreitung möglich, im Gegensatz zu dem Fall ohne fokussierendes Magnetfeld [2], wo nur der

Frequenzbereich von 0 bis $\omega_0/\sqrt{2}$ möglich ist. Die Verteilung des Feldes quer zur Strahlrichtung verläuft nach trigonometrischen Funktionen und nicht nach hyperbolischen Funktionen, wie ohne Magnetfeld. Das longitudinale elektrische Feld ist am größten in der Strahlachse. Es bildet sich keine Grenzflächenwelle, wie dort, da eine Elektronenbewegung nur parallel zur x -Achse möglich ist und kein Ladungstransport an die Grenzfläche möglich ist. Bei sehr kleiner Frequenz, $\omega \rightarrow 0$ gehen m und n gegen Null, man hat quer zum Strahl ein fast homogenes Feld, und die Phasengeschwindigkeit v_p geht gegen c .

Bei $\omega = \omega_0/\sqrt{2}$ ist die Phasengeschwindigkeit $v_p = c(1/\sqrt{1+(\pi c/\omega_0 \delta)^2})$ und m sowie n werden $\sim \pi/4$. Wenn $\omega \rightarrow \omega_0$ geht, wächst $n \delta \rightarrow \infty$, $m \delta \rightarrow \pi/2$, das Feld ist praktisch nur im Plasma vorhanden und fällt in der Luft sehr rasch nach außen ab. Die Phasengeschwindigkeit und auch die Gruppengeschwindigkeit gehen gegen Null. Der Verlauf der Phasengeschwindigkeit ist ganz ähnlich wie Fall II (s. [2], Abb. 3), nur daß jetzt die Phasengeschwindigkeit bei $\omega = \omega_0$ zu Null wird und nicht bei $\omega = \omega_0/\sqrt{2}$ wie dort. Wir haben deshalb Wellen zu erwarten, die ganz analog den dort abgeleiteten sind, und Abb. 1 entsprechen.

Zusammenfassung.

Es wird die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in längsbewegten Plasmastreifen relativistisch untersucht, die von leitenden oder isolierenden Wänden begrenzt sind. Bei leitender Wand ist die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Frequenz genau dieselbe wie bei ruhendem Plasma, beginnend bei

$$\omega' = \omega_\kappa, \quad v'_p = \infty$$

bis zu

$$\omega' \rightarrow \infty, \quad v'_p = c.$$

Bei Begrenzung des bewegten Plasmas durch einen Isolator gibt es zwei nach rechts laufende Wellentypen, die mit $v'_p = 0$ bzw. $v'_p = c$ bei $\omega' = 0$ beginnen und mit wachsender Frequenz bei $\omega' \rightarrow \infty$, dem gemeinsamen Werte $v'_p = v_0$ zustreben. Außerdem existieren zwei nach links laufende Typen im unteren Frequenzgebiet von $\omega' = 0$ bis $\omega' = \omega'_m$ nahe $\omega_0/\sqrt{2}$. Einer dieser Typen beginnt bei $\omega' = 0$ mit $v'_p = 0$ und seine Phasengeschwindigkeit steigt stark mit der Frequenz bis auf $v'_{pm} < c$ bei ω'_m . Diese Welle hat anomale Dispersion und negative Gruppengeschwindigkeit. Der zweite Typ beginnt bei $\omega' = 0$ mit $v'_p = c$ und mit wachsender Frequenz sinkt v'_p bis auf v'_{pm} bei ω'_m . Die Wellenlänge der langsamen Wellen mit geringer Frequenz liegt in der Größenordnung von $\sim 4\pi(v_0/\omega_0)$.

Herrscht im Plasma ein fokussierendes longitudinales sehr starkes stationäres Magnetfeld und ist es durch leitende Wände begrenzt, so gibt es eine rechts- und eine linkslaufende Welle, die mit

$$v'_p = \infty$$

bei

$$\omega'^2 = \omega_\kappa^2 - \beta^2 \omega_0^2, \quad \omega_\kappa^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{\pi c}{\delta}\right)^2$$

beginnen und deren Phasengeschwindigkeiten mit wachsender Frequenz mit $\omega' \rightarrow \infty$ gegen c gehen. Im Bereich niedriger Frequenzen sind die Vorgänge davon abhängig, ob $v_0 \leq v_{p_0}$ ist. [$v_{p_0} = c(\omega_0/\omega_\kappa)$, Phasen-

geschwindigkeit bei der Frequenz $\omega = 0$ im mitbewegtem Koordinatensystem.] Ist $v_0 < v_{p_0}$, so existieren zwei rechtslaufende Wellen, die bei $\omega' = 0$ mit $v'_p = 0$ und $v'_{p_0}(v_{p_0} < v'_p < c)$, beginnen und mit wachsender Frequenz $\omega \rightarrow \infty$ dem gemeinsamen Wert $v'_p \rightarrow v_0$ zustreben. Außerdem existieren zwei linkslaufende Typen, wie im vorher beschriebenen Fall im Frequenzbereich von $\omega' = 0$ bis $\omega' = \omega'_m$, $\omega'_m \approx \omega_0^2(1 - (v_0^2/v_{p_0}^2))$. Der eine Typ beginnt bei $\omega' = 0$ mit $v'_p = 0$ und steigert seine Phasengeschwindigkeit mit ω' bis auf v'_{pm} , der andere beginnt bei $\omega' = 0$ mit $v'_p = v'_{p_0}(v_{p_0} > v'_p > 0)$ und hat abnehmende Phasengeschwindigkeit bis zu v'_{pm} bei ω'_m . Ist jedoch $v_0 > v_{p_0}$, so verschwinden diese beiden Typen und die nach rechts laufenden Typen beginnen bei $\omega' = 0$ beide mit endlichen Phasengeschwindigkeiten. Es gibt also in diesem Fall keine „langsame Welle“ bei kleinen Frequenzen. Die Wellenlänge dieser „langsamen“ Welle oben bei $\omega' = 0$ ist $\lambda' = 2\pi v_0/\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2 \omega_\kappa^2}$. In diesem Fall besteht auch die Möglichkeit räumlich gedämpfter bzw. angefachter Wellen im Frequenzgebiet von $\omega = \omega_0$ bis $\omega = \omega_\kappa$ (im bewegten System gemessen). Diese Wellen laufen gegen die Strahlrichtung und haben bei kleinem v_0/c große Phasengeschwindigkeiten (v'_p negativ und groß). Die stärkste Anfachung bzw. Dämpfung ist für ω nahe ω_0 zu erwarten. Die Frequenz im ruhenden Koordinatensystem (ω') ist geringer als die im mitbewegten (ω).

Ist dieses Plasma von Luft begrenzt, so sind im mitbewegten System für reelle Ausbreitung nur Frequenzen im Gebiet von $\omega = 0$ bis $\omega = \omega_0$ möglich, wobei v_p von c bis auf Null herabgeht. Im ruhenden Koordinatensystem ist die $v'_p - \omega'$ Verteilung etwa analog jener wie bei einem luftbegrenzten Strahl ohne Magnetfeld. Räumlich angefachte oder gedämpfte Wellen gibt es in diesem Fall nicht.

Die Mitschwingung der schweren positiven Ionen ist nicht berücksichtigt.

Literatur.

- [1] SCHUMANN, W. O.: Z. Physik **121**, 7 (1942).
[2] SCHUMANN, W. O.: Ber. Bayer. Akad. d. Wiss. **1948**, S. 255. —
[3] HAHN, W. C.: Gen. Electr. Rev. **42**, 258 (1939). — [4] RAMO, S.: Phys. Rev. **56**, 276 (1939). — [5] BAILEY, V. A.: Nature, Lond. **161**, 599 (1948). — [6] BAILEY, V. A.: J. Roy. Soc. NSW **82**, 107 (1948). — [7] BAILEY, V. A.: Austr. J. Sci. Research **1**, 351 (1948). — [8] BAILEY, V. A.: Phys. Rev. **75**, 1104 (1949). — [9] HAEFF, A. V.: Phys. Rev. **74**, 1532 (1948). — [10] PIERCE, J. R.: J. Appl. Phys. **19**, 231 (1948). — [11] ROBERTS, J. A.: Phys. Rev. **76**, 340 (1949). — [12] NERGAARD, L. S.: R. C. A. Rev. **9**, 585 (1948). — [13] PIERCE, J. R., and W. B. HEBENSTREIT: Bell Syst. Techn. J. **28**, 33 (1949). — [14] HOLLENBERG, A. V.: Bell Syst. Techn. J. **28**, 52 (1949). — [15] PIERCE, J. R.: J. Appl. Phys. **20**, 1060 (1949). — [16] BÖHM, D., and E. P. GROSS: Phys. Rev. **75**, 1851, 1864 (1949). — [17] PIERCE, J. R.: Phys. Rev. **76**, 565 (1949). — [18] PILZ, G.: Diss. T. H. München (D 91) 1949. — [19] WALKER, L. R.: Phys. Rev. **76**, 1721 (1949).

Anmerkung bei der Korrektur: Während der Drucklegung erschien noch eine Note von P. A. CLAVIER. Phys. Rev. **77**, 302 (1950), in der er die Bemerkung von ROBERTS [11] betreffs die Möglichkeit angefachter Rohrwellen mit einer Bewegungsrichtung gegen die der Elektronenschicht durch eigene vermutlich nicht relativistische Rechnungen bestätigt. Für ∞ -starkes Magnetfeld gibt er eine Formel für die Anfachung in Gegenstrahlrichtung an. Die Anfachung soll noch über den von ROBERTS angegebenen Wert von 76 Db/cm steigen können. Ferner gibt V. A. BAILEY, Phys. Rev. **77**, 418 (1950) beziehend auf L. R. WALKER [19] eine relativistische Durchrechnung seiner ebenen Wellen in bewegten Plasmen an, die ohne Magnetfeld keine Anfachung ergibt.

Prof. Dr. W. O. SCHUMANN, Technische Hochschule München.

Über die Pendelvervielfachung von Sekundärelektronen in hochfrequenten Feldern.

Von K. KREBS.

(Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin.)

Mit 16 Textabbildungen.

(Eingegangen am 23. Dezember 1949.)

I. Experimentelles.

a) Die Schwingungserzeugung.

In dieser Arbeit wird über einen Sekundärelektronen-Effekt berichtet, der bei Messungen an Trift- (oder Laufzeit-)Röhren beobachtet wurde¹ und dessen

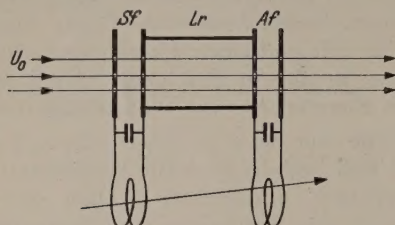


Abb. 1. Prinzip der Schwingungserzeugung durch Elektronentrift.

Behandlung außer von allgemeinem, physikalischen Interesse, insbesondere für die Funktion jeder Art von Höchstfrequenzröhren von Bedeutung sein dürfte.

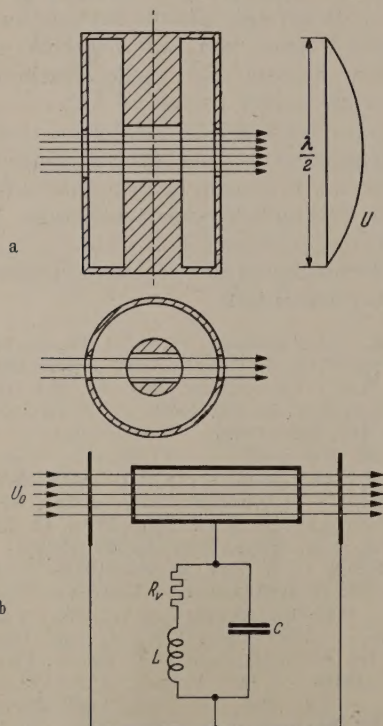


Abb. 2a u. b. a Die Anregung einer konzentrischen LECHER-Leitung; b Ersatzschema dazu.

Einleitend sei an Hand der Abb. 1 noch einmal kurz an das Prinzip erinnert, auf dem die Funktion aller Triftröhren beruht und das zuerst 1935 von O. HEIL [1] (s. auch [2] bis [5]) angegeben wurde. Ein Elektronenstrahl der Voltgeschwindigkeit U_0 durchläuft ein — in seiner Bewegungsrichtung wirkendes — hochfrequentes elektrisches Feld Sf (das sog.

¹ Die experimentelle Durchführung erfolgte 1944 im Zentimeterwellenlaboratorium der C. Lorenz AG. Berlin. Die Veröffentlichung, die sich aus zeitbedingten Gründen verzögert hat, erfolgt mit freundlicher Genehmigung der C. Lorenz AG. — Herrn Dr. H. DÖRING bin ich für viele anregende Diskussionen zu großem Dank verpflichtet.

Steuerfeld, dessen Erzeugung weiter unten erklärt wird und wird dadurch „geschwindigkeitsmoduliert“; d. h. die anschließend in einen feldfreien Laufräum Lr eintretenden Elektronen haben darin eine sinusähnliche Geschwindigkeitsverteilung, so daß langsamere von schnelleren eingeholt werden. Durch diese „Trift“ der Elektronen gegeneinander bilden sich nach einer gewissen Wegstrecke zusammengedrückte Gruppen derselben. Diese durchlaufen einen zweiten — in der Strahlrichtung angeordneten — Feldraum Af , das Auskoppelfeld, das einen Teil eines Kreises bildet, in dem nun durch den gruppenweisen Durchtritt der Elektronen Schwingungen mit der Frequenz des Steuerfeldes angeregt werden. Durch Rückkopplung wirken diese auf das Steuerfeld zurück und erhalten dadurch die Schwingung desselben aufrecht. Bei geeigneter Wahl der Beschleunigungsspannung U_0 und der Längen der Felder und des Laufraumes läßt sich erreichen, daß die Schwingung des gesamten Systems sich selbst aufrecht erhält. Die Energie liefert dabei der durchlaufende Elektronenstrahl; die Schwingung wird gleichsam von diesem „angeblasen“ („electron pipe“).

Die Rückkopplung vom Auskoppel- auf das Steuerfeld geschieht im allgemeinen dadurch, daß Steuer- und Auskoppelfeld je einen Teil eines gemeinsamen, schwingenden Hohlraums bilden (z. B. einer konzentrischen LECHER-Leitung), wodurch die Frequenzgleichheit der beiden Felder — die Resonanz — von selbst gewährleistet ist. — Mit Hilfe solcher schwingenden Hohlräume in Größe einiger Zentimeter, die naturgemäß auch völlig frei von Strahlungsverlusten sind, erhält man bei Betriebsspannungen U_0 der Größenordnung 1000 V ohne wesentliche Schwierigkeiten Frequenzen des Dezimeterwellenbereiches, so daß sich für dieses Gebiet das Prinzip der Elektronentrift heute weitgehend durchgesetzt hat.

Die Triftröhre, um die es sich in vorliegenden Untersuchungen handelt, ist eine von der C. Lorenz AG. entwickelte, zwischen 20 und 25 cm Wellenlänge verwendbare Röhre mit einer konzentrischen LECHER-Leitung als schwingendem Hohlraum². Der Elektronenstrahl durchläuft das Spannungsmaximum der konzentrischen LECHER-Leitung derart, daß sich Steuer- und Auskoppelfeld zu beiden Seiten des Innenleiters und der Laufräum sich innerhalb desselben befinden. Die hierbei herrschende Verteilung der elektrischen Spannungsamplitude ist schematisch in Abb. 2a dargestellt. Das Ersatzschema, das man diesem Schwingungskreis zuschreiben kann, zeigt Abb. 2b. Abb. 3a gibt ein Prinzipbild, Abb. 3b eine genauere Darstellung des Aufbaus. Der hier benutzte schwingende Hohlraum ist konstruktiv eine Weiterentwicklung des bereits von GEBAUER [4] untersuchten Schwingkörpers, so daß wegen technischer Einzelheiten auf diese Arbeit verwiesen sei. Wesentlich sind nur die anderen Feldlängen. So betrugen hier die „mechanischen Längen“ des Steuerfeldes $s_1 = 5,3$ mm, des Laufraums $s_2 = 8,2$ mm und des Auskoppelfeldes $s_3 = 2$ mm. Die — wegen des Feldeingriffs davon abweichenden — „elektrischen Längen“ waren, wie bei GEBAUER [4] beschrieben, aus Messungen im elektrolytischen Trog zu $s_1 = 6,7$ mm, $s_2 = 6,7$ mm, $s_3 = 3,6$ mm bestimmt worden.

Die genannten Feldlängen waren deshalb so bemessen, weil sie auf Grund der weiter unten beschriebenen Berechnungen des Wirkungsgrades bereits als

² Typenbezeichnung RD 12 La.

besonders günstig festgestellt waren. Zur besseren Ausnutzung der Kathode wurden zwei parallele Spalte Sp zur Führung des Elektronenstrahls verwandt. Dieser muß wegen der geringen Breite der Spalte von nur 2 mm mit Hilfe eines Magnetfeldes von etwa 500 Gß konzentriert werden. Die Röhre selbst enthält nur die eine Hälfte des Schwingensystems, das mittels Stiftdurchführungen (12 für den Außen-, 4 für den Innenleiter) außen fortgesetzt wird. Die äußere Hälfte, die durch ihre Länge die Frequenz des ganzen

liegenden Fall einer konzentrischen LECHER-Leitung aus Symmetriegründen an beiden Feldern gleich sein muß. U_1 wird gewöhnlich in der Form $U_1/U_0 = \beta$ benutzt (β wird Aussteuerungsgrad genannt) und dementsprechend wird eine Wirkungsgradkurve $\eta = f(\beta)$ berechnet. In diese Berechnung gehen außer β auch die Gleichspannung U_0 , die Kreisfrequenz $\omega (= 2\pi c/\lambda)$ und die Längen s_1, s_2, s_3 von Steuerfeld, Laufraum und Auskoppelfeld ein, und zwar in der Form eines Produktes $\omega s \sqrt{U_0}$ bzw. $\omega s/v_0$, das allgemein als

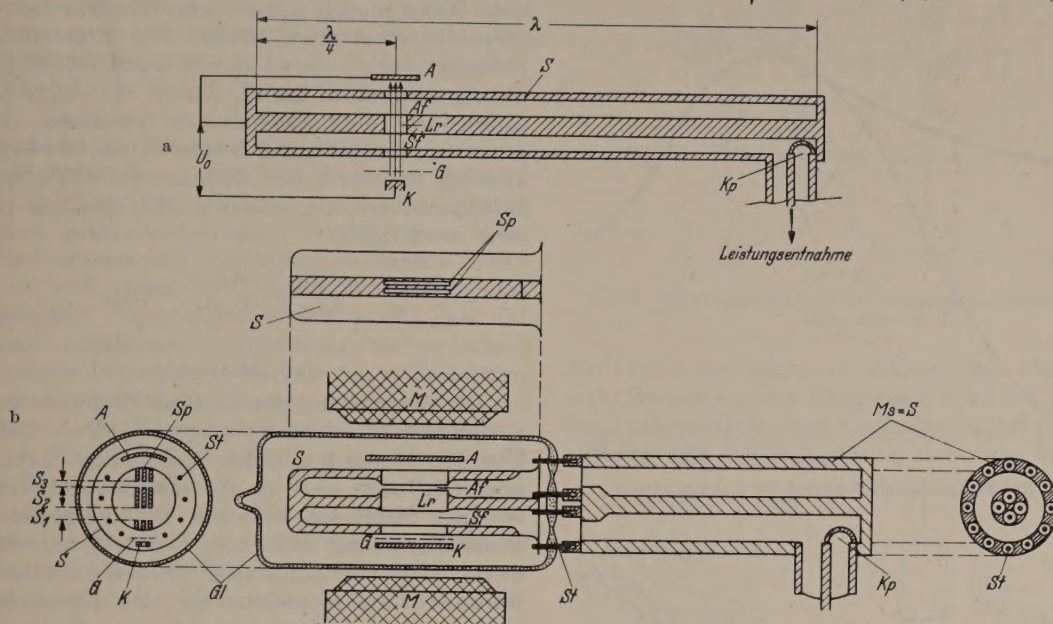


Abb. 3 a u. b. Meßanordnung. a Prinzipbild; b Aufbau. K Kathode; G Gitter (zur Intensitätssteuerung) schematisch; S Schwingkörper; A Anode; Sf Steuerfeld, Länge = s_1 ; Lr Laufraum, Länge = s_2 ; Af Auskoppelfeld, Länge = s_3 ; M Magnet; Kp Koppelbügel; St Durchführungsstifte; Sp Strahlführungsspalte; Gl Glaskolben; U_0 Beschleunigungsspannung; Ms Messingrohr mit Innenleitung.

Systems bestimmt, war so bemessen, daß die Wellenlänge 23 cm betrug, ein Wert, bei dem der Strahldurchtritt gerade an der Stelle eines Spannungsbauches erfolgte.

b) Die Berechnung des Wirkungsgrades und der Nutzleistung.

Die Funktion dieser Röhre ist theoretisch gut erfaßbar. Von besonderem Interesse ist der Wirkungsgrad η , das ist der Bruchteil der aufgewandten Leistung $U_0 \cdot i$ des Elektronenstrahls, der in Hochfrequenzleistung umgewandelt wird. Er läßt sich berechnen (wenn auch nicht explizit, sondern nur graphisch), indem man ein einzelnes, zu einem bestimmten Phasenzeitpunkt startendes Elektron auf seinem Wege durch Steuerfeld, Laufraum und Auskoppelfeld verfolgt und ermittelt, wieviel Energie es an das Schwingensystem durch Bremsung abgegeben bzw. durch Beschleunigung von ihm empfangen hat. Durch Integration über sämtliche Phasen einer Periode erhält man dann die gesamte Leistung, die der Elektronenstrahl abgegeben bzw. aufgenommen hat, und die im ersten Fall an die Hochfrequenzschwingung übergegangen ist. Der zweite Fall — einer Leistungsaufnahme aus dem Hochfrequenzfeld — ist bedeutungslos, weil ja dann die Schwingung nicht existenzfähig ist.

Der Wirkungsgrad η hängt natürlich maßgebend von der Hochfrequenzamplitude U_1 ab, die am Steuer- und Auskoppelfeld herrscht, und in dem hier vor-

laufzeitwinkel Θ der Strecke s bezeichnet wird¹ (v_0 ist die U_0 entsprechende Elektronengeschwindigkeit). Die Tatsache, daß die der Berechnung dienenden Faktoren in der Form

$$\Theta = \frac{\omega s}{v_0} = \frac{3,180 \cdot 10^3 s}{\lambda \sqrt{U_0}} \quad (U_0 \text{ in Volt})$$

auftreten, bedeutet, daß die einmal vorgenommene Berechnung des Wirkungsgrades eines Schwingensystems für alle Frequenzen Gültigkeit hat, da man durch freie Wahl von U_0 im experimentellen Betrieb immer dieselben Θ -Werte einhalten kann.

Unter vielen versuchsweisen Berechnungen bei der Entwicklung des beschriebenen Schwingkörpers hatte die oben genannte Kombination der Feldlängen s_1, s_2, s_3 † für $\lambda = 23$ cm und $U_0 = 490$ V eine optimale Wirkungsgradkurve $\eta = f(\beta)$ ergeben, d. h. eine η -Kurve mit einem möglichst hohen Maximum, die in Abb. 4 dargestellt ist. Tatsächlich zeigte sich auch, daß bei einer Wellenlänge von $\lambda = 23$ cm die Röhren mit einer Spannung U_0 zwischen 490 und 500 V die besten Leistungen hergaben, ein Beweis für die gute theoretische Erfaßbarkeit der auf dem Triftprinzip beruhenden Schwingungserzeugung.

¹ Die Größe $\omega s/v_0$ bedeutet nämlich die mit der Kreisfrequenz multiplizierte Zeit, die ein Elektron der Energie U_0 zum Durchlaufen der Strecke s benötigen würde.

† Wobei natürlich die elektrischen Längen einzusetzen sind. Die entsprechenden Laufzeitwinkel von s_1, s_2, s_3 sind dann $\Theta_1 = 1,34 \pi, \Theta_2 = 1,34 \pi, \Theta_3 = 0,72 \pi$.

Die Kurve der Abb. 4 besagt, daß der Gesamtwirkungsgrad günstigstenfalls 38% betragen kann. Bemerkenswert daran ist, daß dieses Maximum erst bei einem Aussteuerungsgrad von $\beta = 1,4$ auftritt. Bei kleinen Feldlängen (Doppelschichten) würde man hierbei teilweise Reflexion der Elektronen erwarten, jedoch ergab eine genaue Kontrollrechnung, daß bei den hier benutzten endlichen Feldlängen selbst bei noch höheren Aussteuerungsgraden noch keine Reflexion auftritt.

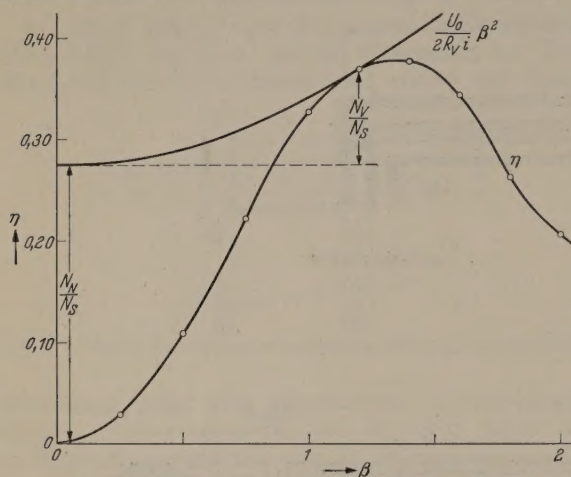
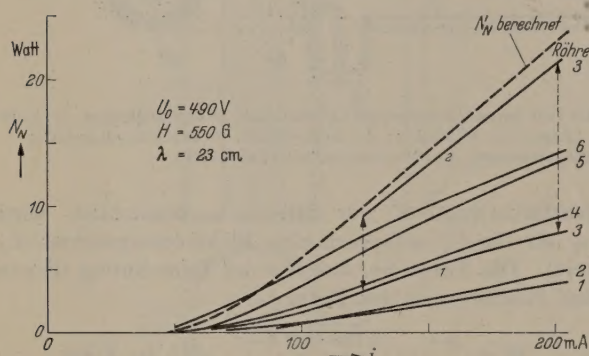
Abb. 4. Wirkungsgrad η als Funktion der Aussteuerung β .

Abb. 5. Nutzleistung verschiedener Röhren, experimentell.

Die soeben beschriebene Wirkungsgradkurve $\eta(\beta)$ gestattet nun auf Grund der allgemeinen Energiebilanz

$$\eta(\beta) = \frac{N_N}{N_S} + \frac{N_V}{N_S}$$

N_N = Nutzleistung; N_V = Verlustleistung im Schwingkreis und Leitungen; $N_S = i \cdot U_0$ = Gleichstromleistung

die (teilweise graphische) Ermittlung der Nutzleistung N_N mit steigendem Strom, wozu nur der Verlustwiderstand R_V des Schwingkreises bekannt sein muß.

Der Kürze halber sei das Verfahren hier nur angedeutet:

Mit

$$N_V = \frac{U^2}{2R_V}$$

erhält man:

$$\frac{N_V}{N_S} = \frac{U^2}{2R_V U_0 i} = \frac{\beta^2 U_0}{2R_V i}$$

und

$$\frac{N_N}{N_S} = \eta(\beta) - \frac{N_V}{N_S} = \eta(\beta) - \frac{U_0}{2R_V i} \beta^2.$$

Man erhält also N_N/N_S als Ordinatenabschnitt dadurch, wie in Abb. 4 angedeutet, durch einen Punkt der Kurve $\eta(\beta)$ die Parabel $\beta^2 U_0 / (2R_V i)$ gelegt wird, wobei die optimale Anpassung, d. h. ein maximaler Wert N_N/N_S , durch das Tangieren der Parabel dargestellt wird. Man erkennt an dieser Konstruktion, daß mit steigendem Strom (flacher werdender Verlustparabel) der Arbeitspunkt auf der Wirkungsgradkurve bei optimaler Anpassung sich dem Wert η_{\max} nähert.

Der Verlustwiderstand betrug — wie auf verschiedene Weise geprüft wurde — bei dem hier verwendeten Schwingssystem etwa 12 k Ω . Das Ergebnis der Berechnung von N_N ist in Abb. 5 gestrichelt eingetragen. Der Ansatzpunkt der N_N -Kurve auf der i -Achse ist durch den Verlustwiderstand bestimmt, ihre Neigung wird bei genügend hohem Strom konstant, wenn von den bei sehr hohen Strömen auftretenden Raumladungseffekten abgesehen wird (GEBAUER [4]), und zwar wird dann

$$\frac{\Delta N_N}{\Delta N_S} \equiv \frac{\Delta N_N}{U_0 \Delta i} \approx \eta_{\max}.$$

c) Messungen.

Die Messungen, die an einer Reihe von Röhren vorgenommen wurden, zeigten jedoch keineswegs Übereinstimmung mit der Berechnung (Abb. 5). Sie erfolgten nach den in der Dezimeterwellentechnik üblichen Methoden, teils mit Glühlämpchen in optimaler Anpassung und Photozelle, teils mit einer Meßdiode und reflexionsfreiem Konuswiderstand, und waren sehr gut reproduzierbar. Die Unterschiede der Leistungskurven bestehen im wesentlichen in den verschiedenen Neigungen, die sie mit steigendem Strom annehmen. Dies bedeutet, daß ihr maximaler Wirkungsgrad nur entsprechend kleinere Werte, etwa 10 bis 20% statt 38% annimmt.

Eine der Röhren (Nr. 3) zeigte ein anfangs überraschendes Verhalten. Oberhalb einer gewissen Mindeststromstärke (von etwa 120 mA) lieferte sie zwei Optima der Anpassung, d. h. sie konnte zwei verschiedene Schwingzustände annehmen, einen leistungsstärkeren mit $\eta_2 \approx 34\%$, der den theoretischen Verlauf schon befriedigend erfüllte, und einen leistungsschwächeren, mit $\eta_1 \approx 10\%$ (Kurve 2 bzw. 1 in Abb. 5). Dieser Befund läßt sich formal so interpretieren, daß die berechnete Wirkungsgradkurve bei β_1, η_1 und β_2, η_2 je ein Maximum hat und dazwischen eine vom theoretischen Verlauf abweichende „Senke“, die — wie nähere Betrachtungen zeigen — ein instabiles Gebiet darstellt (Abb. 6, punktierte Linie).

Weiter zeigte sich im Verlauf der Messungen, daß diese „Senke“ von der Stärke des Magnetfeldes abhängig war. Bei einem Feld von 350 G β (statt 500 G β , was mit Rücksicht auf die Strahlkonzentration gerade noch zulässig war) war der Zustand größerer Amplitude, d. h. die Kurve 2 in Abb. 5, nur noch allein vorhanden, die „Senke“ in der Wirkungsgradkurve also aufgehoben. Bei Verstärkung des Magnetfeldes bis auf 1000 G β blieb die „Senke“ dagegen bestehen.

Auch bei einigen anderen der untersuchten Röhren wurde daraufhin — bei schwächerem Magnetfeld und oberhalb von Mindeststromstärken > 200 mA — ein zweiter Schwingzustand mit höherer Nutzleistung entdeckt, die den theoretischen Wert praktisch erreichte. Die in Abb. 5 gezeigten geringeren Leistungen

lassen sich daher auch so deuten, daß die Wirkungsgradkurven dieser Röhren bei jeweils verschiedenen, niedrigeren Werten η , β eine Einsenkung haben; die erst bei genügend schwachem Magnetfeld verschwindet.

Die Tatsache, daß oberhalb einer gewissen Magnetfeldstärke in einem gewissen kritischen Amplitudenbereich $\beta_1 \dots \beta_2$ der Wirkungsgrad stark erniedrigt ist, führte zu der Folgerung, daß hier eine selbsttätige Pendelvervielfachung von Sekundärelektronen im Auskoppelfeld¹ (nach Art der vom FARNSWORTH-Vervielfacher her bekannten [6], [7]) vorliegt. Die Feldbegrenzungen bestehen aus Kupfer, das schon für eine Primärenergie von ≥ 200 eV ein Sekundärmissionsvermögen $\delta > 1$ (1,2–1,3) besitzt (BRUING [7]). Unter gewissen Bedingungen, die zwischen der Amplitude, der Frequenz, der Feldlänge und dem Phasenzeitpunkt des Auftreffens bestehen müssen, können die von irgendeinem „wilden“ Elektron ausgelösten Sekundärelektronen wieder unter denselben Bedingungen auf die gegenüberliegende Wand treffen, wo sich dann der Vorgang wiederholt. Im Laufe mehrerer Pendelungen wächst so die Zahl der pendelnden Elektronen lawinenartig bis zu einem durch Verluste bedingten Grenzwert an, so daß damit der erregenden Schwingung Energie entzogen wird und in der Kurve des Wirkungsgrades η eine Senke entsteht. Das Magnetfeld ist nötig, um bei der Schmalheit der Begrenzungsflächen von 0,5 mm (bei einem Abstand von 2 mm, s. Abb. 3b) die ausgelösten Sekundärelektronen auf die gegenüberliegende Fläche zu konzentrieren. Das wesentliche an dieser Art von Sekundäremission ist, daß dazu kein Primärstrahl nötig ist.

Zur Bestätigung dieser Annahme wurde ein Versuch mit der in Abb. 7 dargestellten Anordnung gemacht, bei der jener Pendeleffekt getrennt von dem schwingungserzeugenden Rohr beobachtet werden konnte. Das übliche $2 \cdot \lambda/2$ -System wurde durch Ansetzen einer weiteren Röhre zu einem $3 \cdot \lambda/2$ -System ergänzt. Dazu wurde eine solche gewählt, die im normalen Betrieb nur geringe Leistung zeigte, bei der also ein ausgeprägter Sekundäreffekt anzunehmen war. In der Röhre R_2 herrscht aus Symmetriegründen dieselbe Hochfrequenzamplitude wie in R_1 , so daß bei Anlegen eines genügend starken Magnetfeldes H_2 der energieentziehende Pendeleffekt in R_2 einsetzen muß. Wurde jetzt während des konstanten Betriebes der Röhre R_1 die Leistung gemessen und H_2 dabei langsam gesteigert (wobei die Röhre R_2 ganz ohne Gleichstrom blieb), so trat oberhalb einer bestimmten Feldstärke $H_2 = 400$ Gß ein Leistungsabfall ein (Abb. 8)². Oberhalb dieser Feldstärke werden also die Sekundärelektronen, die im Auskoppelfeld von R_2 entstehen, auf die gegenüberliegende Feldbegrenzung konzentriert, und dadurch eine Pendelvervielfachung veranlaßt, die der Schwingung Energie entzieht. Die kritische Feldstärke ist etwa von derselben Größe wie

¹ Wie die spätere rechnerische Behandlung ergibt, kommt für diesen Effekt das Auskoppelfeld in Frage, nicht das Steuerfeld.

² GEBAUER [4] (Bild 12) beschreibt einen Leistungsabfall bei einer scharf bestimmten Magnetfeldstärke, der auch auf Sekundärelektronen zurückgeführt wird. Daß diese Erscheinung dort sehr selektiv verläuft, liegt wahrscheinlich an den verjüngt auslaufenden Feldbegrenzungen [4] (Bild 4), bei denen die Fokussierung der Sekundärelektronen auf die gegenüberliegende Begrenzungsfläche einer ganz bestimmten Magnetfeldstärke bedarf.

die, bei der nach Abb. 6 die Einsenkungen in der η -Kurve auftreten.

Es ist klar, daß dieser Effekt auch bei anderen Typen von Höchstfrequenzröhren auftreten kann.

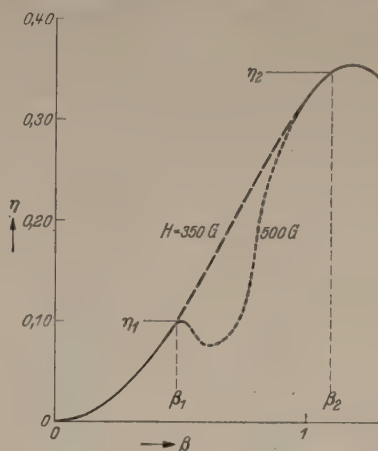


Abb. 6. Wirkungsgrad $\eta = f(\beta)$ bei verschiedenen Magnetfeldstärken (für Röhre 3).

Auf Grund der bisherigen Erkenntnisse über die optimale Bemessung der Feldlängen wird bei jeder Type das Auskoppelfeld einen Laufzeitwinkel Θ der Größenordnung $\pi/2$ bis π besitzen, d. h. die Verhältnisse

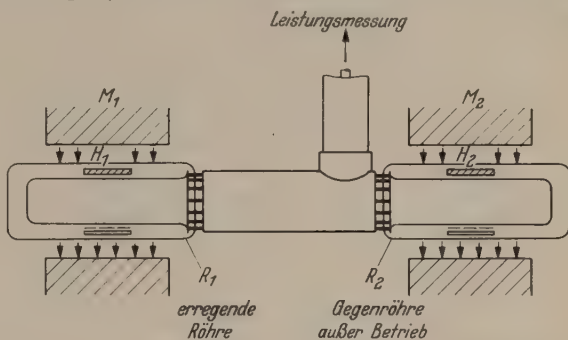


Abb. 7. Leistungsmessung bei Änderung des Magnetfeldes H_2 .

zwischen U_0 , ω , s , für die hier eine Pendelvervielfachung festgestellt wurde, werden etwa dieselben sein. Es erschien daher von Bedeutung, diese Bedingungen einmal theoretisch näher zu untersuchen.

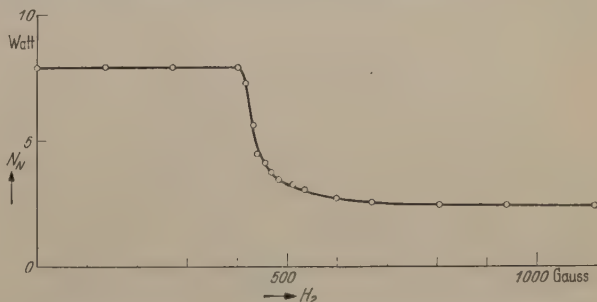


Abb. 8. Nutzleistung des $3 \cdot \lambda/2$ -Systems bei Änderung des Magnetfeldes H_2 .

II. Theoretische Behandlung der Pendelvervielfachung.

Eine erste rechnerische Behandlung der Pendelvervielfachung erfolgte durch HENNEBERG, ORTHUBER und STEUDEL [8], die in ihrer Arbeit die Anfangsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen der einfacheren Rechnung halber $= 0$ setzen. Im folgenden soll nun eine allgemeine Theorie gegeben werden. Sie

erfaßt insbesondere auch von 0 verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten, deren Häufigkeitsmaximum bekanntlich zwischen 5 und 10 eV liegt (BRUINING [7]). Der erhöhte rechnerische Aufwand wird durch das Ergebnis gerechtfertigt, weil sich nämlich zeigt, daß die exakte Berücksichtigung der Austrittsgeschwindigkeiten zu praktisch recht merkbar — und keineswegs vernachlässigbaren — Konsequenzen führt. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer Pendelvervielfachung wird schon bei Annahme einer Austrittsgeschwindigkeit von beispielsweise nur 5 eV — bei 500 V Beschleunigungsspannung — wider alles Erwarten stark vergrößert. Die für den Einsatz einer

richtung wirkende Komponente. In Anlehnung an die im ersten Teil eingeführten Bezeichnungen wird gesetzt¹:

$$\beta = \frac{U_1}{U_0}, \quad (3) \quad v_0^2 = \frac{2e U_0}{m}, \quad (4)$$

$$\Theta = \frac{\omega a}{v_0} = \frac{\omega a}{\sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{U_0}} = \frac{3,180 \cdot a \cdot 10^3}{\lambda \sqrt{U_0}} \quad (U_0 \text{ in Volt}), \quad (5)$$

$$\gamma = \frac{U_s}{U_0} = \left(\frac{v_s}{v_0} \right)^2, \quad (6)$$

wobei U_s die v_s entsprechende Voltgeschwindigkeit bedeutet. Mit diesen Bezeichnungen ergibt sich:

$$v = v_0 \left[\frac{\beta}{2\Theta} (\cos \varphi_0 - \cos \omega t) + \sqrt{\gamma} \right]. \quad (7)$$

Weiter erhält man für den vom Elektron zurückgelegten Weg s :

$$s = \int_{t_0}^t v dt = \frac{v_0 \beta}{\omega \cdot 2\Theta} \left[(\cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma}) (\omega t - \varphi_0) + (\sin \varphi_0 - \sin \omega t) \right]. \quad (8)$$

Es interessiert die Ankunftszeit t_A , für die $s = a$ ist, die in Form der „Ankunftsphase“ φ_A

$$\varphi_A = \omega t_A \quad (9)$$

eingeführt wird. Man erhält dann:

$$a = \frac{v_0 \beta}{\omega \cdot 2\Theta} \left[(\cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma}) (\varphi_A - \varphi_0) + (\sin \varphi_0 - \sin \varphi_A) \right] \quad (10)$$

und mit Gl. (5)

$$\frac{2\Theta^2}{\beta} = \left(\cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma} \right) (\varphi_A - \varphi_0) + (\sin \varphi_0 - \sin \varphi_A), \quad (11)$$

$$\left(\cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma} \right) \varphi_A - \sin \varphi_A = \frac{2\Theta^2}{\beta} + \left(\cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma} \right) \varphi_0 - \sin \varphi_0. \quad (12)$$

Zur Auflösung dieser Beziehung nach φ_A wurde ein ähnliches graphisches Verfahren angewandt, wie von HENNEBERG, ORTHUBER und STEUDEL.

Zuerst möge der Fall $\gamma = 0$ (d. h. verschwindende Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen) in seiner Anwendung auf das Auskoppelfeld diskutiert werden.

Da in unserem Fall das Produkt $\lambda \sqrt{U_0} = 510 \text{ cm V}$ und $a = 2 \text{ mm}$ † beträgt, ergibt sich nach Gl. (5) $\Theta = 1,25$. Abb. 9 zeigt das Ergebnis einer Berechnung mit verschiedenen β -Werten als Parameter. Angesichts dieser Abbildung muß auf eine Voraussetzung hingewiesen werden, die hierbei gemacht wurde. Man erkennt, daß auch für ein zwischen -90° und 0° liegendes φ_0 Lösungen für φ_A existieren, obwohl das Feld hierbei einen Elektronenaustritt verhindert.

¹ Die Spannung U_0 spielt an sich für das Problem der Pendelvervielfachung keine Rolle, ermöglicht jedoch die Beibehaltung des in Hochfrequenzproblemen üblichen Aussteuerungsgrades β .

† Hier kann natürlich kein (wegen des Feldeingriffs) korrigierter Wert benutzt werden, sondern nur der durch die mechanischen Abmessungen gegebene, da ja angenommen wird, daß sich die Pendelung zwischen den gegenüberstehenden Feldebegrenzungen abspielt.

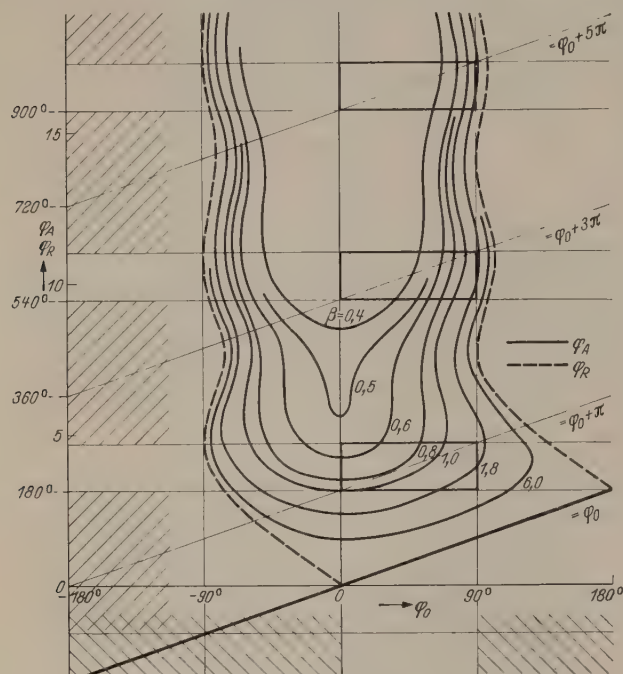


Abb. 9. Ankunfts- und Rückkehrphasen (φ_A , φ_R) für $\gamma=0$, $\Theta=1,25$.

Pendelvervielfachung nötige Wechselspannungsamplitude wird dabei auch quantitativ angegeben werden können. — Die im folgenden gebrachten Abbildungen gelten zwar nur speziell für den hier vorliegenden Fall $\Theta=1,25$, doch werden die Formeln angegeben, mit denen man leicht zu jedem anderen Wert übergehen kann.

a) Bestimmung der Ankunfts- und der wirksamen Startphasen.

Als erster Schritt soll berechnet werden, wann ein von einer Elektrode startendes Elektron unter der Wirkung eines Wechselfeldes an der gegenüberliegenden Elektrode ankommt. Der Abstand der Elektroden, die hier als ebene Platten angesehen werden, sei a , die daranliegende Wechselspannungsamplitude $= U_1$, die Startphase $\omega t_0 = \varphi_0$. Die Bewegungsgleichungen des Elektrons lauten dann

$$b = \frac{e}{m} \cdot E = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_1}{a} \sin \omega t, \quad (1)$$

$$v = \int_{t_0}^t b dt = \frac{e U_1}{m \omega a} (\cos \varphi_0 - \cos \omega t) + v_s. \quad (2)$$

Hierin bedeutet v_s die zur Anfangszeit t_0 vorhandene Geschwindigkeit des Elektrons, d. h. also seine Austrittsgeschwindigkeit, genauer: deren in der Feld-

nüßte, und daß es in gewissen Gebieten — in den aufwärts laufenden wellenförmigen Teilen der Kurven — mehrere Lösungen φ_A gibt. Es liegt dies an der bei Herleitung der Gl. (12) stillschweigend gemachten Annahme, daß das Feld sich beliebig weit senkrecht zu den Begrenzungsflächen weitererstreckt, und daß diese selbst wie ideale Gitter für Elektronen durchlässig sind. Die zwischen $\varphi_0 = -90^\circ$ und 0° startenden Elektronen werden unter diesen Voraussetzungen zuerst in negativem Sinne beschleunigt und erreichen die Gegenelektrode erst nach nochmaligem Passieren der Ausgangselektrode. Die Phase einer solchen (fiktiven) Rückkehr zur Ausgangselektrode sei φ_R . Solche zurückkehrenden Elektronen scheiden natürlich für einen wirklichen Übergang aus. Die Bedingung für einen wirklichen Übergang ist also, daß die Gegenelektrode ohne vorheriges Passieren der Ausgangselektrode erreicht wird; sie läßt sich formulieren durch

$$\varphi_A < \varphi_R \quad (\text{für } \varphi_R = \text{reell}). \quad (13)$$

Für eine allgemeine Behandlung des Problems ist es also nötig, auch φ_R zu bestimmen. Dazu ist nur in Gl. (10) φ_A durch φ_R und a durch 0 zu ersetzen. Man erhält dann statt (12)

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma} \varphi_R - \sin \varphi_R \\ = \left(\cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma} \right) \varphi_0 - \sin \varphi_0. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Eine stets existierende, triviale Lösung ist $\varphi_R = \varphi_0$, die natürlich für obige Bedingung (13) außer Betracht bleiben muß. Das ganze System von Lösungen, deren teils graphische, teils analytische Ermittlung hier übergangen sei, ist in Abb. 11 wiedergegeben. Die Beziehung zwischen φ_R und φ_0 ist nur von dem Produkt $\Theta\sqrt{\gamma}/\beta$ abhängig, nicht von den einzelnen Parametern selbst. Insbesondere ist sie demnach für $\gamma = 0$ auch von β und Θ ganz unabhängig (solange $\beta \neq 0$). Dieser Fall ist in der Abb. 9 gestrichelt miteingetragen. Das Ausscheiden des Bereiches von -180 bis 0° für einen Elektronenübergang ergibt sich hier auf Grund obiger Bedingung (13).

In ähnlicher Weise erklärt sich auch die Tatsache, daß es in den wellenförmig aufwärts laufenden Teilen der φ_A -Kurven für ein φ_0 mehrere Werte φ_A geben kann. Physikalisch bedeutet dies, daß das Elektron Pendelbewegungen um die gegenüberliegende Elektrode ausführen würde. Eine reelle Bedeutung haben daher nur die unteren Gebiete der Kurven. — Entsprechendes gilt natürlich auch für die φ_R -Kurven der Abb. 11.

Als nächstes möge ein Fall $\gamma \neq 0$ betrachtet werden. Ein Beispiel dafür zeigt Abb. 10, für verschiedene β -Werte als Parameter, $\Theta = 1,25$ und $\gamma = 0,02$, was bei einer Betriebsspannung $U_0 = 500$ V einer Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen von 10 V entspricht.

Bemerkenswert an dieser Schar von φ_A -Kurven ist, daß sie für einen hinreichend kleinen β -Wert (für $\beta < 2\Theta\sqrt{\gamma}$, wie die Ausrechnung ergibt) nicht mehr in der Ordinatenrichtung ins Unendliche gehen, sondern sich mit den entsprechenden Kurven der Nachbarperioden vereinigen und derart ein Maximum bilden, das mit kleiner werdendem β immer tiefer rückt. Die φ_A -Kurve nähert sich dann der durch die Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen gegebenen Geraden $\varphi_A = \varphi_0 + \frac{\Theta}{\sqrt{\gamma}}$.

Die untere Grenze des „wirksamen“ Startbereiches ist jetzt, wie die Abbildung lehrt, nicht mehr durch $\varphi_0 = 0$, sondern auf Grund von Bedingung (13) durch

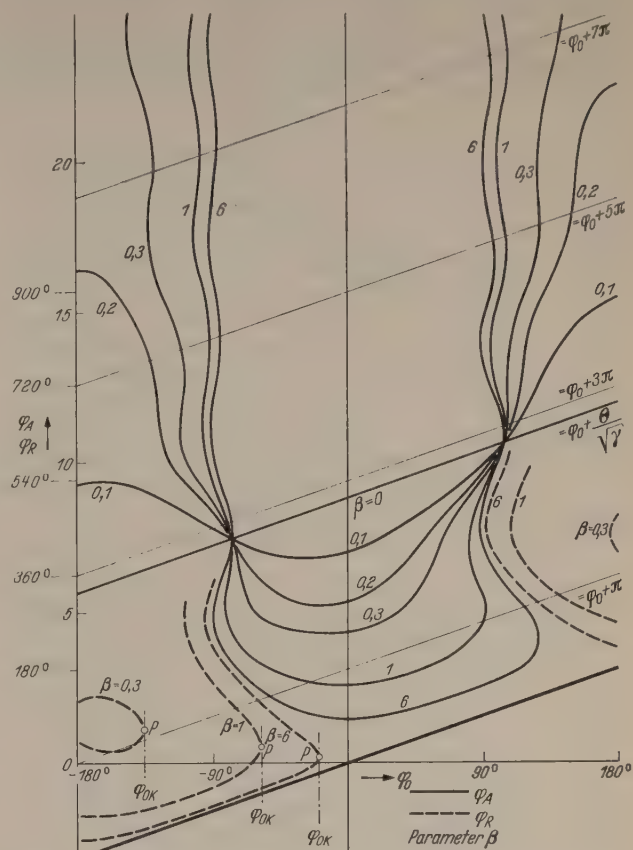


Abb. 10. Ankunfts- und Rückkehrphasen (φ_A , φ_R) für $\gamma = 0,02$, $\Theta = 1,25$.

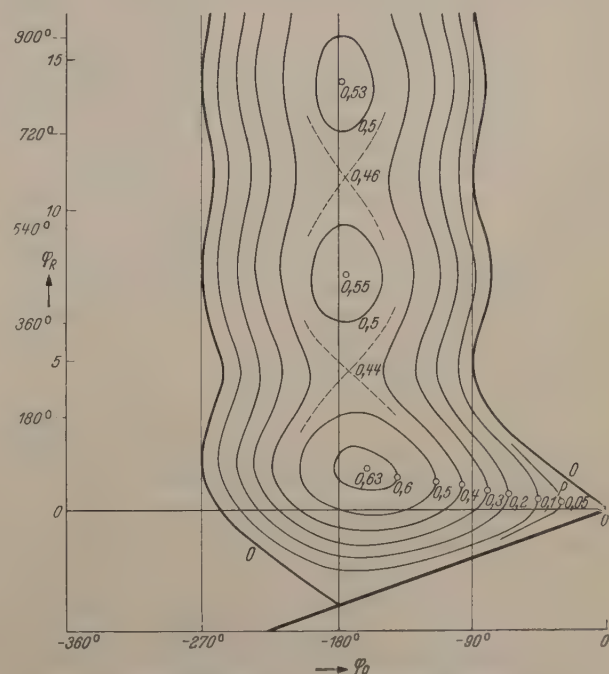


Abb. 11. Rückkehrphasen φ_R für verschiedene Parameter $\Theta\sqrt{\gamma}/\beta$.

die kritischen φ_0 -Werte φ_{0k} gegeben, bei denen die φ_R -Kurven ihre Umkehrpunkte P besitzen. Zum Beispiel beginnt der wirksame Bereich für $\beta = 1$ jetzt bereits bei $\varphi_0 = -58^\circ$, ist also beträchtlich gegenüber

dem Fall $\gamma = 0$ erweitert. Physikalisch bedeutet dies: Schon von $\varphi_0 = -58^\circ$ ab, also noch während das Gegenfeld $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cdot \sin \varphi_0 (= 500 \text{ V/2 mm}) \sin \varphi_0$ besteht, kann ein Elektron von 10 V Austrittsgeschwindigkeit, ohne zur Ausgangselektrode zurückgezogen zu werden, die Gegenelektrode erreichen. Bei einem Start vor $\varphi_0 = -58^\circ$ würde es zurückgezogen werden

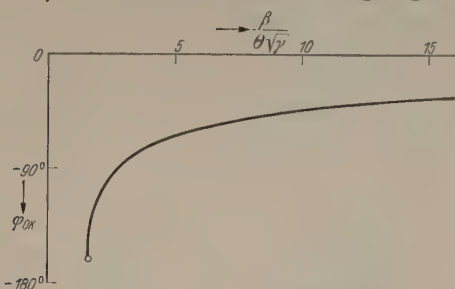


Abb. 12. Kritische Werte φ_{0k} in Abhängigkeit von $\beta/\Theta\sqrt{\gamma}$.

und (unter den schon oben erwähnten gedanklichen Voraussetzungen) noch einmal um die Ausgangselektrode pendeln, ehe es die Gegenseite erreicht, was sich darin ausdrückt, daß hier 2 Lösungen $\varphi_R < \varphi_A$

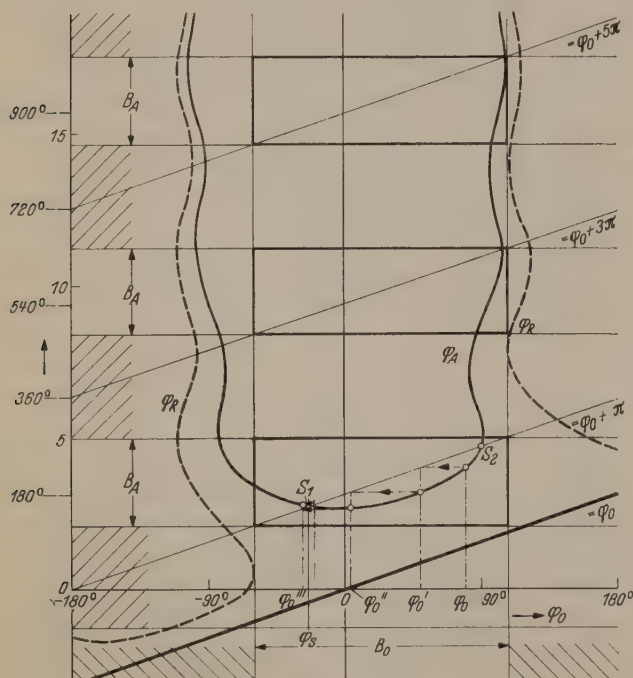


Abb. 13. φ_A , φ_R und wirksame Bereiche für $\beta=1$, $\gamma=0,02$, $\Theta=1,25$.

existieren. — Die obere Grenze der wirksamen Startbereiche ist durch den φ_0 -Wert gegeben, bis zu dem $\varphi_A < \varphi_R$ bleibt, also, wie die Abbildung lehrt, im allgemeinen durch die Umkehrpunkte der φ_A -Kurven. Jedoch ist diese Grenze, wie weiter unten ausgeführt wird, nicht von Bedeutung.

Mit kleiner werdendem β wird der „unwirksame“ Bereich immer kleiner, um bei einem bestimmten β -Wert ganz zu verschwinden. So existiert z.B. bei $\beta=0,2$ keine Lösung mehr für φ_R , d.h. es ist keine Elektronenrückkehr mehr möglich. Physikalisch erklärt sich dies dadurch, daß bei Verkleinerung der Wechselamplitude die Wirkung der eigenen Anfangsgeschwindigkeit sich natürlich immer mehr geltend machen muß, die das Elektron ja stets auf die Gegenseite gelangen läßt.

Um den Gang der kritischen Werte φ_{0k} näher zu betrachten, sei noch einmal auf die Abb. 11 verwiesen. Diese interessierenden Größen φ_{0k} sind ja die Abszissenwerte der besonders gekennzeichneten Umkehrpunkte P . Sie sind gesondert in Abb. 12 wieder gegeben, und zwar wegen einer weiter unten erforderlichen Verwendung in Abhängigkeit von $\beta/(\Theta\sqrt{\gamma})$. Für den Grenzfall kleiner Werte $\Theta\sqrt{\gamma}/\beta$ ergibt sich analytisch die Beziehung

$$\varphi_{0k} = \sqrt{\frac{16}{3}} \cdot \sqrt{\frac{\Theta\sqrt{\gamma}}{\beta}}. \quad (15)$$

Ferner zeigt die Abb. 11, daß es in diesem System von Kurven eine Reihe singulärer Punkte gibt, von denen $\Theta\sqrt{\gamma}/\beta = 0,63 \dots$ insofern der wichtigste ist, als für höhere Werte als diesen überhaupt keine Lösungen φ_R mehr existieren. Für

$$\beta \leq \frac{\Theta\sqrt{\gamma}}{0,63 \dots} \quad (16)$$

tritt also der oben erwähnte Fall ein, daß keine Elektronenrückkehr mehr möglich ist und dadurch die „unwirksamen“ Bereiche verschwinden.

Es sind somit die wirksamen Startbereiche festgelegt, innerhalb deren eine Ankunft auf der Gegenelektrode und damit eine Pendelvervielfachung überhaupt möglich ist, — unter der stets nötigen Bedingung, daß der Ausbeutefaktor für Sekundärelektronen bei dem verwendeten Elektrodenmaterial größer als 1 ist. Eine weitere nötige Bedingung ist, daß die Ankunftszeit des Elektrons auf der Gegenseite auch wieder in einen „wirksamen“ Startbereich fällt, so daß sich der Prozeß von der Gegenseite her wiederholen kann. Diese Bedingung wird im folgenden Abschnitt näher behandelt.

b) Bedingungen für die Ausbildung einer Phasenfokussierung.

Die Auslösung der Sekundärelektronen, d.h. die Ankunft des auslösenden Elektrons, muß also zu einem Zeitpunkt erfolgen, der in einem wirksamen Bereich liegt. Dabei ist aber zu berücksichtigen, daß letzterer — er sei mit B_A bezeichnet — wegen der jetzt umgekehrten Bewegungsrichtung eine Phasenverschiebung von π (oder 3π , 5π usw.) gegenüber dem wirksamen Startbereich B_0 haben muß. Es ist also

$$B_A = B_0 + n\pi \quad n = 1, 3, 5 \dots$$

und es muß zur Aufrechterhaltung der Pendelung φ_A innerhalb B_A liegen. Die Grenzen von B_A sind gegeben durch den Schnittpunkt der B_0 -Grenzen mit den Geraden $\varphi = \varphi_0 + n\pi$. Am Rand der Abb. 13 sind als Beispiel die unwirksamen Bereiche durch grobe Schraffur kenntlich gemacht, ebenso in Abb. 9 (wo sie für alle Werte $\beta < \sim 1,6$ identisch sind). Abb. 13 erläutert gleichzeitig, wie man durch Seitwärtsprojektion der Ankunftsphase φ_A auf die Gerade $(\varphi_0 + n\pi)$ die neue Startphase φ'_0 erhält, gemäß der Beziehung $\varphi'_0 = \varphi_A - n\pi$. Es ist dort die Phasenfolge $\varphi_0, \varphi'_0, \varphi''_0 \dots$ konstruiert, die auf ein bei $\varphi_0 = 80^\circ$ startendes Elektron folgt. Man erkennt, daß sie dem Punkt S_1 — dem Schnittpunkt der φ_A -Kurve mit der Geraden $(\varphi_0 + \pi)$ — zustrebt, um dort stehenzubleiben („Phasenfokussierung“); und zwar gilt dies für alle zwischen

S_1 und S_2 , in dem „fokussierten Bereich“, gelegenen Startphasen. Der Punkt S_1 , dessen Phase mit φ_s bezeichnet sei, wird als „phasenrein“ bezeichnet: alle Elektronen mit der Startphase φ_s finden bei der Ankunft auf der Gegenseite als neue Startphase wieder vor.

Letztere Konstruktion, wie überhaupt die ganze hier folgende Behandlung der Pendelvervielfachung, ist unter einer Annahme gemacht, auf die besonders hingewiesen sei: nämlich, daß γ in jeder Pendelperiode denselben Wert hat. In Wirklichkeit werden natürlich die neu ausgelösten Sekundärelektronen eine Geschwindigkeitsverteilung besitzen. Wegen der schwierigen Erfassbarkeit dieses Effektes müssen wir uns doch in den Rechnungen auf den idealisierten Fall eines einheitlichen γ -Wertes beschränken. Man überlegt sich übrigens leicht, daß sich dadurch grundsätzlich nichts ändert, man hätte für jede Pendelperiode andere φ_A -Kurven zugrunde legen, wodurch es zwar keinen festen, phasenreinen Punkt S_1 mehr gibt, aber dennoch die Pendelung¹ aufrecht erhalten bleibt, sofern der fokussierte Bereich, der von S_2 bis etwas über S_1 hinaus reicht, ungefähr derselbe bleibt bei den verschiedenen γ -Werten. Letzteres kann man als erfüllt ansehen, da der überwiegende Teil der Austrittsgeschwindigkeiten zwischen 5 und 10 eV, also γ (bei $U_0 = 500$ V) in dem ziemlich beschränkten Bereich zwischen 0,01 und 0,02 liegt.

Auch der Punkt S_2 ist ein phasenreiner Punkt, doch ist seine Phasenlage nicht stabil. Eine kleine Abweichung von seiner Phase hat immer weitere Abweichungen zur Folge, die entweder nach unten im Punkt S_1 oder nach oben über kurz oder lang in einem unwirksamen Bereich enden, womit die Vervielfachung des betreffenden Elektrons aufhört. Wie eine einfache geometrische Betrachtung an Hand der Abb. 13 lehrt, liegt dies daran, daß an der Stelle S_2 der Anstieg der φ_A -Kurve absolut genommen größer als 1 ist. Auch der Punkt S_1 wäre instabil, wenn an seiner Stelle $d\varphi_A/d\varphi_0 > 1$ wäre. Auch hier träte dann ein Wegereben der Phasen von S_1 ein, das früher oder später in einem unwirksamen Bereich enden würde.

Letztere Aussage gilt allerdings nur, so lange noch in unwirksamer Bereich überhaupt existiert. Nach Abb. 11 und Gl. (16) gibt es ja für $\Theta\sqrt{\gamma}/\beta > 0,63$ keine Rückkehrphasen φ_R und damit keine unwirksamen Bereiche mehr. Dieses Gebiet ist jedoch praktisch nicht von Bedeutung, wie leicht gezeigt werden kann: Nach Gl. (7) ist die Auftreffgeschwindigkeit v_A

$$v_A = v_0 \left[\frac{\beta}{2\Theta} (\cos \varphi_0 - \cos \varphi_A) + \sqrt{\gamma} \right] \quad (18)$$

$$= v_s \left[\frac{\beta}{2\Theta\sqrt{\gamma}} (\cos \varphi_0 - \cos \varphi_A) + 1 \right]$$

zw. in Volt ausgedrückt:

$$U_A = U_s \left[\frac{\beta}{2\Theta\sqrt{\gamma}} (\cos \varphi_0 - \cos \varphi_A) + 1 \right]^2. \quad (19)$$

Ein hoher Wert $\Theta\sqrt{\gamma}/\beta$ bedingt also im allgemeinen — von den \cos -Gliedern einmal abgesehen — eine kleine Auftreffgeschwindigkeit. Diese darf jedoch einen gewissen Wert (im allgemeinen 100 bis 200 V) nicht unterschreiten, weil dann bei allen bisher untersuchten Metallen das Sekundäremissionsvermögen $\delta < 1$ wird (BRUINING [7]). Die Austrittsgeschwindigkeit U_s der Sekundärelektronen sei im Durchschnitt = 10 eV gesetzt; $(\cos \varphi_0 - \cos \varphi_A)$ kann maximal = 2 werden

¹ Da der Hin- und Herlauf nicht von ein und demselben Teilchen unternommen wird, sind die Ausdrücke „Pendelung“ und „pendeln“ eigentlich inkorrekt. Nur der Kürze halber seien sie beibehalten.

und U_A muß > 100 eV sein. Dies ergibt die Bedingung

$$10 \cdot \left(\frac{\beta}{\Theta\sqrt{\gamma}} + 1 \right)^2 > 100 \quad (20)$$

und für $\Theta\sqrt{\gamma}/\beta$ damit die Forderung

$$\frac{\Theta\sqrt{\gamma}}{\beta} < 0,5, \quad (21)$$

damit eine Pendelung überhaupt bestehen kann. In dem oben erwähnten Gebiet von $\Theta\sqrt{\gamma}/\beta > 0,63$ ist diese also von vornherein nicht möglich. In praktisch vorkommenden Fällen einer Pendelvervielfachung wird es demnach auch immer „unwirksame“ Bereiche geben.

Man kann also zusammenfassen: Von den phasenreinen Punkten, die durch den Schnittpunkt der φ_A -Kurve mit den Geraden $(\varphi_0 + n\pi)$ gegeben sind, sind nur solche stabil, für die der Anstieg der φ_A -Kurve absolut genommen < 1 , also

$$\left| \frac{d\varphi_A}{d\varphi_0} \right| < 1 \quad (22)$$

ist. Diese Punkte sind es, auf deren Phase φ_s sich immer eine Pendelvervielfachung zusammenzieht. Zur Anregung einer derartigen selbständigen Pendelvervielfachung ist dabei nur ein einziges „wildes“ Elektron nötig, und zu ihrer Aufrechterhaltung sollte die Größe des Phasenbereichs, der auf den Punkt S_1 hin fokussiert wird, im allgemeinen belanglos sein. Lediglich durch Raumladungs- und sonstige Störeffekte, und auch durch die nicht einheitlichen γ -Werte kann die Bedingung einer gewissen Größe des fokussierten Bereiches entstehen und der Fall eintreten, daß die Größe des pendelnden Elektronenstromes der Zahl der Anfangselektronen — bzw. der Größe des fokussierten Bereiches — proportional ist. So ein Fall dürfte beim FARNSWORTH-Vervielfacher vorliegen, wo nach einer gewissen, endlichen Zahl von Pendelungen die Elektronen einmal an den Rand der Elektrodenplatten gelangen und dann durch die Ringanode abgesaugt werden, also nicht mehr weiter vervielfacht werden. Wenn jedoch die Elektronen vor ihrem Ausscheiden genügend häufig pendeln können, muß der endgültige Sättigungswert des Pendelstromes unabhängig sein von der Zahl der primären Elektronen. In der Tat ist ja auch bekannt, daß der Pendelvervielfacher sehr leicht zu selbständiger Erregung neigt (WEISS [9]), d. h. zu seiner Funktion keiner besonderen Elektronenerzeugung, wie etwa durch Photoeffekt, bedarf.

c) Bestimmung der phasenreinen Startphasen.

Um die Bedingung für das Bestehen einer Elektronenpendelung festzulegen, genügt es nach obigem, phasenreine Startphasen φ_s , also die Schnittpunkte der φ_A -Kurven mit den Geraden $(\varphi_0 + n\pi)$ zu bestimmen, und zu untersuchen, wann sie stabil sind und in einen „wirksamen“ Startbereich fallen, d. h. wann für sie die Bedingungen (22) und (13) erfüllt sind.

Als erstes möge φ_s in Abhängigkeit der Parameter Θ, β, γ bestimmt werden. Dazu braucht nur in Gl. (11)

$$\varphi_0 = \varphi_s \quad n = 1, 3, 5 \dots$$

$$\varphi_A = \varphi_s + n\pi$$

gesetzt zu werden. Man erhält dann

$$\begin{aligned} \frac{2\Theta^2}{\beta} &= \left(\cos \varphi_s + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma} \right) \cdot n\pi + 2 \sin \varphi_s, \\ \frac{2\Theta}{\beta} (\Theta - n\pi \sqrt{\gamma}) &= n\pi \cdot \cos \varphi_s + 2 \cdot \sin \varphi_s \\ &= \sqrt{4 + n^2 \pi^2 \cdot \cos(\varphi_s - \alpha_n)}, \\ (\alpha_n &= \arctg \frac{2}{n\pi}), \\ \varphi_s &= \arccos \frac{2\Theta}{\beta} \left(\frac{\Theta - n\pi \sqrt{\gamma}}{\sqrt{4 + n^2 \pi^2}} \right) + \arctg \frac{2}{n\pi}. \quad (23) \end{aligned}$$

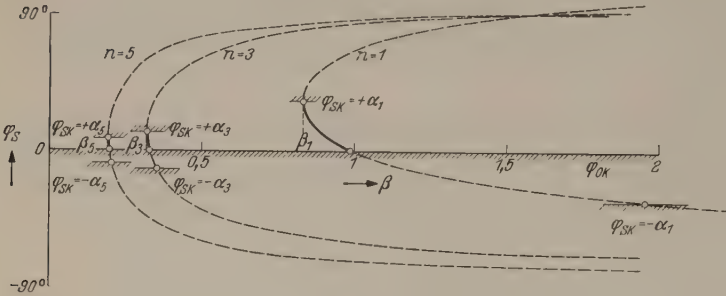


Abb. 14. Startphasen φ_s phasenreiner Übergänge, für $\Theta=1,25$, $\gamma=0$.

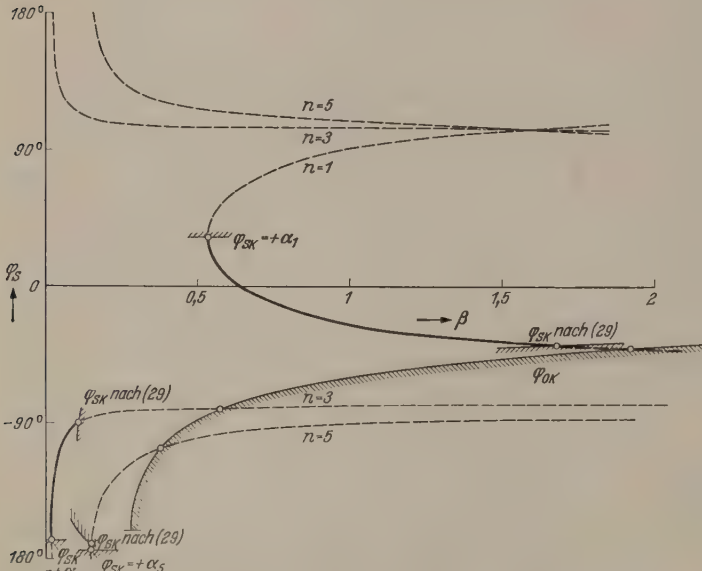


Abb. 15. Startphasen φ_s phasenreiner Übergänge, für $\Theta=1,25$, $\gamma=0,02$.

Für $\Theta=1,25$ und $\gamma=0$ ist φ_s in der Abb. 14 in Abhängigkeit von β dargestellt. Der Scheitelpunkt dieser φ_s -Kurven stellt den Punkt dar, für den bei einer Vergrößerung des Parameters β zum ersten Mal eine Berührung der φ_A -Kurven mit den Geraden $(\varphi_0 + n\pi)$ stattfindet, wie auch die Anschauung an Hand der Abb. 9 und 10 lehrt. Das hierzu gehörige β , bei dem also erstmalig eine Pendelvervielfachung einsetzt, ergibt sich daraus, daß das Argument des \arccos in Gl. (23) = 1 sein muß. Für den Einsatz einer Pendelvervielfachung gilt also die Bedingung

$$\beta_n \geq \frac{2\Theta(\Theta - n\pi\sqrt{\gamma})}{\sqrt{4 + n^2\pi^2}}. \quad (24)$$

Für den Fall $n=1$, der von besonderer Bedeutung ist, schreibt sich die Bedingung

$$\beta_1 \geq 0,54 \dots \Theta(\Theta - \pi\sqrt{\gamma}). \quad (24a)$$

Für praktische Zwecke lohnt es sich, jene Bedingung statt durch Θ und γ direkt durch die Beschleunigungsspannung U_0 ,

die Austrittsenergie U_s , den Abstand a und die Wellenlänge auszudrücken. Dann erhält man

$$\beta_1 = \frac{5,44 \cdot 10^6}{U_0} \frac{a^2}{\lambda^2} \left(1 - 0,99 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda}{a} \sqrt{U_s} \right) \quad (24b)$$

(U_0, U_s in Volt).

Für $\Theta=1,25$ und $\gamma=0,02$ ist φ_s in Abhängigkeit von β in Abb. 15 wiedergegeben. (Über die Bedeutung der Schraffuren siehe weiter unten.) Daß hier für $n=3$ und $n=5$ die Kurven im Gegensatz zu Abb. 14 um etwa π senkrecht verschoben erscheinen, liegt daran, daß die φ_A -Kurven für $\gamma=0,02$ (siehe Abb. 10) zum Teil anderen Charakter haben als die für $\gamma=0$. Für die bei steigenden β erstmalige Berührung mit den Geraden $(\varphi_0 + n\pi)$ werden dadurch im Fall $n=3, 5 \dots$ die seitlichen, bei etwa $\pm\pi$ liegenden Maxima verantwortlich.

Es handelt sich jetzt darum, auf der φ_s -Kurven der Abb. 14 und 15 die Grenzen festzulegen, innerhalb derer die Bedingungen

$$\varphi_A < \varphi_R \quad (13)$$

und

$$\left| \frac{d\varphi_A}{d\varphi_0} \right| < 1 \quad (22)$$

erfüllt sind. Die auf Grund der ersten Bedingung kritischen Werte φ_{0k} sind in Abb. 15 bereits dargestellt. Die dortige Kurve φ_0 als Funktion von $\beta/(\Theta\sqrt{\gamma})$ braucht nur unter Änderung des Abszissenmaßstabes (Faktor $1/(\Theta\sqrt{\gamma})$) in die Abb. 14 und 15 übertragen zu werden. Sie ist dort durch Schraffuren kenntlich gemacht. (Für $\gamma=0$ ist sie mit der Abszissenachse identisch.) Mit ihr erhält man eine untere Grenze der „wirksamen“ Bereiche, d. h. es muß zur Aufrechterhaltung der Pendelung sein $\varphi_s > \varphi_{0k}$. Die obere Grenze ist nicht von Interesse, weil sie, wie gleich gezeigt wird, auf Grund der zweiten Bedingung (22) doch nie erreicht wird.

Zur Berechnung der letzteren muß die Ableitung $d\varphi_A/d\varphi_0$ gebildet werden. Ausgehend von Gl. (12) erhält man:

$$\begin{aligned} &\left(\cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma} \right) \frac{d\varphi_A}{d\varphi_0} - \varphi_A \sin \varphi_0 - \cos \varphi_A \frac{d\varphi_A}{d\varphi_0} \\ &= \left(\cos \varphi_0 + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma} \right) - \varphi_0 \sin \varphi_0 - \cos \varphi_0, \\ \frac{d\varphi_A}{d\varphi_0} &= \frac{(\varphi_A - \varphi_0) \sin \varphi_0 + \frac{2\Theta\sqrt{\gamma}}{\beta}}{(\cos \varphi_0 - \cos \varphi_A) + \frac{2\Theta\sqrt{\gamma}}{\beta}}. \quad (25) \end{aligned}$$

Für die Stelle $\varphi_0 = \varphi_s$ ist speziell, da es sich ja dann um phasenreine Punkte handelt,

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= \varphi_s \\ \varphi_A &= \varphi_s + n\pi \end{aligned} \quad n = 1, 3, 5 \dots$$

Damit wird für phasenreine Startphasen φ_s

$$\left(\frac{d\varphi_A}{d\varphi_0} \right)_{\varphi_0 = \varphi_s} = \frac{n\pi \sin \varphi_s + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma}}{2 \cos \varphi_s + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma}}. \quad (26)$$

s werden nun die kritischen Punkte φ_{sk} bestimmt, ar die

$$\left| \frac{d\varphi_A}{d\varphi_0} \right|_{(\varphi_0 = \varphi_{sk})} = 1,$$

so

$$\left| \frac{n\pi \sin \varphi_{sk} + \frac{2\Theta \sqrt{\gamma}}{\beta}}{2 \cos \varphi_{sk} + \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma}} \right| = 1 \quad (27)$$

it. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Zähler und Nenner haben gleiches Vorzeichen; ann erhält man

$$\left. \begin{aligned} n\pi \sin \varphi_{sk} &= 2 \cos \varphi_{sk} \\ \varphi_{sk} &= \arctg \frac{2}{n\pi} = \alpha_n \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

it folgenden Werten

$$\begin{array}{ccc} n = & 1 & 3 & 5 \\ \alpha_n = & 32,5^\circ & 11,9^\circ & 7,3^\circ \quad \pm 180^\circ \end{array}$$

2. Zähler und Nenner haben ungleiches Vorzeichen, dies ergibt

$$\pi \sin \varphi_{sk} + \frac{2\Theta \sqrt{\gamma}}{\beta} = -2 \cos \varphi_{sk} - \frac{2\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma},$$

$$\begin{aligned} \pi \sin \varphi_{sk} + 2 \cos \varphi_{sk} &= \sqrt{4 + n^2 \pi^2 \sin^2(\varphi_{sk} + \alpha_n)} \\ &= -\frac{4\Theta}{\beta} \sqrt{\gamma}, \end{aligned}$$

$$\varphi_{sk} = \arcsin \left(\frac{-4\Theta \sqrt{\gamma}}{\beta \sqrt{4 + n^2 \pi^2}} \right) - \alpha_n. \quad (29)$$

ür $\gamma = 0$ vereinfacht sich die Darstellung von φ_{sk} aus l. (28) und (29) zu

$$\varphi_{sk} = \pm \alpha_n = \pm \arctg \frac{2}{n\pi}.$$

iese Werte sind durch kurze Schraffuren in der bb. 14 gekennzeichnet, die daraufhin etwas näher etrachtet sei. Die Werte $\varphi_{sk} = +\alpha_n$ fallen, wie ein ergleich mit Gl. (23) bestätigt, gerade auf den cheitelpunkt der φ_s -Kurven. Dieser entspricht wie ben bereits erwähnt, dem Tangierungspunkt der eraden ($\varphi_0 + n\pi$) mit einer gewissen φ_A -Kurve, so aß für ihn der Wert $d\varphi_A/d\varphi_0$ schon der Anschauung ach $= +1$ sein muß. Die Verfolgung der Schnittpunkte der φ_A -Kurven mit den Geraden ($\varphi_0 + n\pi$) bei rachsendem β an Hand der Abb. 9 lehrt weiter, daß n Abb. 14 der an den Scheitelpunkt nach oben anschließende Teil der φ_s -Kurve ($\varphi_s > \alpha_n$) einen Wert $d\varphi_A/d\varphi_0 > 1$ hat, also für stabile, phasenreine Starthasen ausfällt. Die obere Grenze für die Stabilität er phasenreinen Werte φ_s ist damit durch die Scheitelpunkte der φ_s -Kurven festgelegt.

Der allgemeine Fall $\gamma \neq 0$ sei an Hand der Abb. 15 äher betrachtet. Die aus (28) und (29) folgenden Werte φ_{sk} sind hier ebenfalls auf den φ_s -Kurven durch schraffur kenntlich gemacht. [Der aus (29) folgende Wert wird dabei graphisch so ermittelt, daß von der Funktion $\varphi_{sk} = f(\beta)$ derjenige kleine Teil in Abb. 15 eingezeichnet wird, der gerade mit der φ_s -Kurve zum Schnitt kommt.] Auch hier fallen die Werte aus (28) $\varphi_{sk} = +\alpha_n$ auf die Scheitelpunkte der φ_s -Kurven, und eine Betrachtung der Schnittpunkte von φ_A mit den

Geraden ($\varphi_0 + n\pi$) an Hand der Abb. 10 und 13 zeigt, daß im Fall $n=1$ der an den Scheitelpunkt nach oben anschließende Teil ($\varphi_s > \alpha_1$) einen Wert $|d\varphi_A/d\varphi_0| > 1$ hat, wie bereits im Fall $\gamma=0$. Im Fall $n=3, 5, \dots$ also bei den um etwa π senkrecht versetzten φ_s -Kurven, hat dagegen der an den Scheitelpunkt nach unten anschließende Teil ($\varphi_s < \alpha_n$) einen Wert $|d\varphi_A/d\varphi_0| > 1$ und kommt somit für stabile Startphasen nicht in Frage. Der Scheitelpunkt ist hier somit die untere Stabilitätsgrenze von φ_s .

Die andere Grenze — und dies gilt allgemein für jedes γ — wird entweder von φ_{0k} oder von φ_{sk} gebildet,

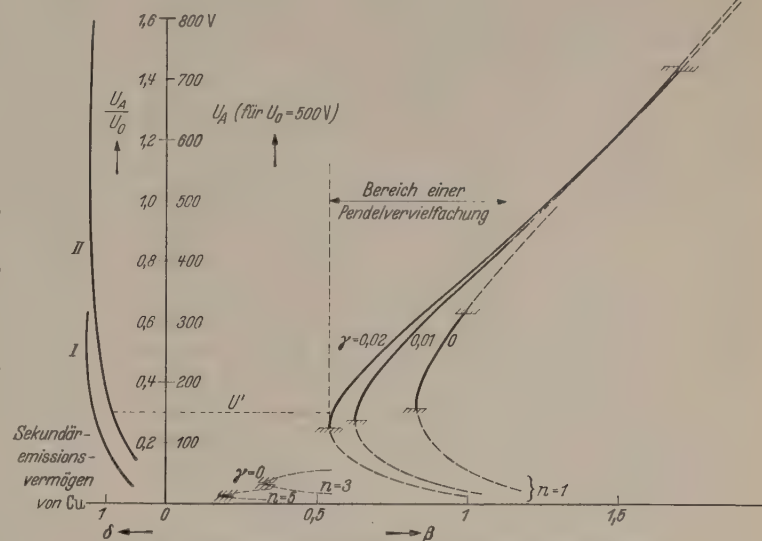


Abb. 16. Auftreffenergie phasenreiner Elektronen, für $\Theta = 1,25$.

und zwar von demjenigen Wert, der der ersten Grenze — dem Scheitelpunkt — am nächsten liegt. Für $\gamma=0$ und sehr kleine Werte γ wird dies im allgemeinen die φ_{0k} -Kurve sein, die für $\gamma=0$ mit der Abszissenachse zusammenfällt. Mit wachsendem γ dagegen, insbesondere für höhere n -Werte, wird die durch φ_{sk} gegebene Grenze maßgebend sein. In den Abb. 14 und 15 sind die derart als „wirksam“ ermittelten Bereiche von φ_s durch stärkeren Strich kenntlich gemacht.

Schon aus den beiden in den Abb. 14 und 15 gezeigten Beispielen für $\gamma=0$ und $\gamma=0,02$ erkennt man folgendes: Der β - oder Spannungsamplitudenbereich, für den eine Pendelvervielfachung möglich ist, wird für höhere n -Werte immer kleiner und, was wichtiger ist, schon für geringe Austrittsgeschwindigkeiten ($\gamma=0,02$ bedeutet bei $U_0=500$ V eine Austrittsgeschwindigkeit von 10 eV) beträchtlich gegenüber dem Fall $\gamma=0$ vergrößert.

d) Die Auftreffenergie phasenreiner Elektronen.

Jetzt bleibt noch zu berechnen, mit welcher Energie die in den so ermittelten φ_s -Bereichen startenden Elektronen auf der Gegenelektrode auftreffen, da diese ja zur Aufrechterhaltung der Pendelung eine gewisse Mindestgröße haben muß. Nach Gl. (19) ist die Auftreffenergie in Volt ausgedrückt

$$U_A = U_s \cdot \left[\frac{\beta}{2\Theta \sqrt{\gamma}} (\cos \varphi_0 - \cos \varphi_A) + 1 \right]^2.$$

Mit den für die phasenreinen Punkte gültigen Beziehungen $\varphi_0 = \varphi_s$, $\varphi_A = (\varphi_s + n\pi)$ erhält man daraus

$$\frac{U_A}{U_0} = \left(\frac{\beta \cos \varphi_s}{\Theta} + \sqrt{\gamma} \right)^2. \quad (30)$$

Diese relative Auftreffenergie U_A/U_0 ist in Abb. 16 für einige Parameter γ und n dargestellt, wobei die Werte φ_s aus Gl. (23) bzw. Abb. 14 und 15 entnommen wurden. Die wirksamen Bereiche sind hier ebenfalls durch stärkeren Strich kenntlich gemacht. Man erkennt, daß die höheren Werte n , d.h. Pendelungen mit einer mehrphasigen Übergangsdauer, nur auf einen äußerst kleinen Spannungsamplitudenbereich beschränkt sind. Praktisch haben sie vor allem deshalb keine Bedeutung, weil wegen des kleinen β -Wertes in (30) ihre Auftreffenergie zu niedrig ist. In unserem Falle, wo $U_0 = 500$ V, beträgt diese bei $\gamma = 0$, $n = 3$, nur etwa 35 eV. Weiter sieht man: *Der Einfluß von Austrittsgeschwindigkeiten > 0 wirkt sich weniger in der Auftreffenergie aus, als in einer beträchtlichen Vergrößerung des wirksamen β -Bereiches.*

Daß derart kleine Anfangsgeschwindigkeiten wie 5 bis 10 eV ($\gamma = 0,01$ bis $0,02$) bei etwa 250 bis 500 V Wechselamplitude ($\beta = 0,5$ bis 1) überhaupt weit größere Wirkungen haben, als man von vornherein zu erwarten geneigt war, wird eher verständlich, wenn man daran denkt, daß bei unseren Betrachtungen in erster Linie die Kinematik der Elektronen eine Rolle spielt, nicht ihre Energie. Aus dem Verhältnis der Voltenergien von 500 zu 5 eV wird, so betrachtet, dann nur noch ein Verhältnis von 10:1 der Geschwindigkeiten, was obige Ergebnisse schon um vieles einleuchtender macht.

Über der Voltskala der Auftreffenergien in Abb. 16 ist nach zwei verschiedenen Autoren¹ das Sekundäremissionsvermögen δ von Kupfer aufgetragen. Die Werte δ sind bekanntlich stark von Material- und Oberflächenbeschaffenheit abhängig. Immerhin läßt sich mit Bestimmtheit sagen, daß zwischen 100 und 200 V (beispielsweise bei U') $\delta > 1$ wird. Die Projektion von U' auf die Kurven $U_A/U_0 = f(\beta)$ liefert somit den Anfang des für eine Pendelvervielfachung wirksamen β -Bereiches. Das Ende des wirksamen Bereiches ist auf Grund der δ -Kurven schwerer abzuschätzen. Fest steht jedoch nach Abb. 16, daß zwischen $\beta = 0,5$ und 1 auf jeden Fall eine Pendelvervielfachung zu erwarten ist. Wie Abb. 6 zeigt, ist das gerade der Bereich, innerhalb dessen in der Wirkungsgradkurve der Röhre 3 die Senke auftritt, die, wie im experimentellen Teil geschildert ist, die Leistungsverminderung zur Folge hat.

Das Auftreten dieser Stellen ist also als ein durch Pendelvervielfachung verursachter Energieentzug zu betrachten. Daß diese Senken — wie aus den streuenden Leistungskurven der Abb. 5 und den beschriebenen Experimenten zu schließen ist — an verschiedenen Exemplaren der Röhren bei verschiedenen β -Werten beginnen und auch offenbar verschieden breit sind, dürfte auf kleine Verschiedenheiten zurückzuführen sein, die in der Länge der Auskoppelfelder, im Sekundäremissionsvermögen der von der Pendelung betroffenen Stellen der Kupferwandung usw. bestehen.

Insbesondere ist die mechanische Feldlänge a sehr kritisch. Nach Gl. (24a) ist der Aussteuerungsgrad β_1 , bei dem die Pendelvervielfachung einsetzt, in erster Näherung proportional mit Θ^2 , also

$$\beta_1 \sim \Theta^2 \sim a^2. \quad (31)$$

¹ Kurve I nach PETRY [10]. Kurve II nach WARNECKE [11]. Aus BRUINING [7] S. 21.

Für den Wirkungsgrad η_1 an der Stelle β_1 gilt, wegen des angenäherten quadratischen Verlaufs der η - β -Kurve im unteren Teil, auch wiederum

$$\eta_1 \sim \beta_1^2 \sim a^4. \quad (32)$$

Dieser Wert η_1 ist es aber, der wegen der anschließenden Senke ein Maximum darstellt (s. Abb. 6) und dadurch den Anstieg der Leistungskurven der Abb. 5 bei höheren Strömen bestimmt. Ihre Streuungen sind daher leicht erklärlich.

Will man die für den praktischen Betrieb der Röhren sehr lästige Leistungsstreuung vermeiden, so müßte man als Feldbegrenzung ein Material verwenden, das ein Sekundäremissionsvermögen $\delta < 1$ besitzt, wie Aluminium, Titan, bei gewisser Bearbeitung auch Nickel (BRUINING [7]).

Auch durch passende Bemessung der Feldlänge a läßt sich der Pendeleffekt praktisch vermeiden. Vergrößert man z.B. a von 2 auf 2,8 mm, so kann der Pendeleffekt nach Gl. (31) erst beim etwa doppelten β -Wert beginnen, statt bei $\beta = 0,5$ erst bei $\beta = 1$, also bei einer Aussteuerung, die sowieso im allgemeinen wegen der Verluste nicht überschritten wird. Zwar hat man hierbei durch die Vergrößerung des Auskoppelfeldes eine kleine Verringerung des theoretischen Wirkungsgrades in Kauf zu nehmen. Jedoch zeigte immerhin eine Reihe derart abgeänderter Röhren durchweg ohne nennenswerte Streuung bei 200 mA Leistungen von etwa 15 W.

Zusammenfassung.

Im Teil I wird nach einleitenden Angaben über die allgemeine Funktion einer Triftröhre (Laufzeitröhre) gezeigt, wie aus den gegebenen Felddimensionen ihres Schwingensystems die Hochfrequenz-Nutzleistung berechnet werden kann. Die Abweichungen experimenteller Leistungsmessungen von der Vorausberechnung führen zu der Folgerung, daß in ganz bestimmten Bereichen der Spannungsamplitude zwischen zwei Feldbegrenzungen des Schwingensystems eine Pendelvervielfachung von Sekundärelektronen einsetzt. Diese erstmalig von P. T. FARNSWORTH angegebene Erscheinung besteht darin, daß an der Begrenzungsfläche eines hochfrequenten Feldes durch irgendeine primäre Ursache (z.B. Photonen) Elektronen ausgelöst werden, die beim Auftreffen auf die gegenüberliegende Elektrode Sekundärelektronen erzeugen. Unter geeigneten Bedingungen, die zwischen dem Elektrodenabstand, der Spannungsamplitude und der Frequenz einzuhalten sind, können die derart entstandenen Sekundärelektronen wieder auf die erste Elektrode gelangen und dort wiederum Elektronen auslösen.

Durch die lawinenartig anwachsende Vervielfachung bei der Wiederholung dieses Prozesses entsteht ein starker Pendelstrom von Sekundärelektronen, der naturgemäß dem Schwingensystem Energie entzieht und so die Abweichung der wirklichen Leistung von der Berechnung bedingt. Diese Deutung wird experimentell bestätigt.

Im Teil II wird dieser Effekt der Pendelvervielfachung theoretisch näher untersucht. — Eine erste rechnerische Behandlung von HENNEBERG, ORTHUBER und STEUDEL hatte die Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen $= 0$ gesetzt. In vorliegender Arbeit wird eine erweiterte Rechnung aufgestellt, die auch von Null verschiedene Austritts-

geschwindigkeiten erfaßt. Es zeigt sich dabei, daß trotz der kleinen Anfangsgeschwindigkeiten von nur bis 10 eV die daraus folgenden Konsequenzen keineswegs für die Praxis zu vernachlässigen sind: Die Bedingungen für den Einsatz einer Pendelvervielfachung, wie Feldlängen, Spannungsamplituden und Frequenzen können dadurch stark geändert werden. Die Gründe für diesen starken Einfluß kleiner Anfangsgeschwindigkeiten werden näher erörtert. — Insbesondere wird die Größe des kritischen Bereiches der Spannungsamplitude, innerhalb dessen die Pendelvervielfachung auftritt, berechnet und mit den experimentellen, in Teil I beschriebenen Ergebnissen in guter Übereinstimmung befunden. — Zum Schluß werden Möglichkeiten zur Vermeidung des Pendeleffektes

bei der Konstruktion von Höchstfrequenzröhren angegeben.

Literatur. [1] HEIL, O.: Z. Physik **95**, 752 (1935). — [2] BRÜCHE, E., u. A. RECKNAGEL: Z. Physik **108**, 459 (1938). — [3] KOCKEL, B.: Z. techn. Phys. **22**, 77 (1941). — [4] GEBAUER, R.: Wiss. Veröff. d. Techn. Hochschule Darmstadt **1**, H. 3. — [5] DÖRING, H.: Fernmeldetechn. Z. **2**, H. 4 (1949). — [6] FARNSWORTH, P. T.: J. Franklin Inst. **2**, 411. — [7] BRUINING, H.: Sekundär-Elektronen-Emission fester Körper, S. 98. Berlin 1942. — [8] HENNEBERG, W., R. ORTHUBER u. E. STEUDEL: Z. techn. Phys. **17**, 115 (1936). — [9] WEISS, G.: Z. techn. Phys. **17**, 623 (1936). — [10] PETRY: Phys. Rev. **28**, 362 (1926). — [11] WARNECKE: J. Phys. Radium **7**, 270 (1936).

Doz. Dr. K. KREBS, (1) Berlin-Charlottenburg 2,
Kurfürstenallee 20—22.

Physikalisches Institut der Technischen Universität.

Eine Lautsprecheranordnung mit einseitiger Richtwirkung.

Von HEINRICH KALUSCHE, Karlsruhe.

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Siemens & Halske A.G.)

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am 24. Mai 1950.)

In der akustischen Aufnahme- und Wiedergabetechnik sind gerichtete akustische Wandler seit langem bekannt und in Anwendung [1], [2]. Mit gerichteten Mikrofonen gelingt es, ein besonders günstiges Verhältnis der Nutzspannung zur Raumstörung zu erreichen, mit gerichteten Lautsprechern bei begrenzter Leistung gewisse Raumbezirke bevorzugt zu versorgen. Sind Empfang und Sendung räumlich vereinigt, so erhöhen gerichtete Wandler die Rückkopplungsdämpfung beträchtlich und machen bestimmte akustische Aufgaben, z.B. die elektroakustische Verbesserung der Raumverständlichkeit oft erst lösbar [3]. Bei der Aufgabenstellung und Lösung finden sich dabei zahlreiche Analogien sowohl zur Optik wie allgemein zu den Übertragungsproblemen elektromagnetischer Wellen. Es arbeitet ja die Antennentechnik namentlich im Bereich kurzer Wellen bevorzugt mit gerichteten Systemen. Einen wesentlichen Unterschied und eine gewisse Erschwernis bringt die Akustik jedoch dadurch, daß der verlangte Frequenzumfang hier meist mehrere Oktaven umfaßt.

Es gibt nun zwei Grundprinzipien, nach denen sich geratete gerichtete elektroakustische Wandler bauen lassen. In dem einen Fall wählt man eine Anordnung, deren Abmessung entweder groß oder wenigstens vergleichbar mit der Wellenlänge ist. Dabei wird entweder der Wandler selbst groß gemacht — z.B. großflächige Membranen benutzt; oder es wird ein kleines System mit Hilfskonstruktionen wie Spiegel oder Trichter versehen [4]; es kann auch mit Gruppen von Wandlern gearbeitet werden. Diese Gruppenanordnungen sind aus der Wasserschallpeiltechnik [5] und bei Lautsprechern in Form von Lautsprecherzeilen bekannt [6], [7]. Die Richtwirkung kommt dadurch zustande, daß infolge der räumlichen Ausdehnung des Wandlers zwischen seinen einzelnen Elementen und dem Aufpunkt die Laufwege je nach Richtung ziemlich verschieden sein können. Anordnungen dieser Art erfordern, insbesondere bei tiefen Frequenzen, recht große Abmessungen.

Das zweite Prinzip gerichteter Wandler benutzt die Gradienten des Schalldrucks. So wird z.B. beim

Empfänger die Differenz der Schalldrücke zwischen zwei Punkten gebildet und zwar entweder so, daß diese Differenz unmittelbar auf eine Empfangsmembran wirkt oder so, daß mit zwei Empfängern der Druck an den beiden Punkten aufgenommen und die Differenz der elektrischen Spannungen gebildet wird. Eine gleichförmige Richtcharakteristik von der Form einer Acht (8) ergibt sich dabei nur in soweit, als der Abstand der Meßpunkte kleiner als die halbe Wellenlänge ist. Diese Empfänger sind die Gradientenempfänger erster Ordnung. Entsprechend gibt es den Sender erster Ordnung, dessen Modell die oszillierende Kugel ist und dessen Schallfeld (Dipolfeld) eine achtförmige Charakteristik hat. Realisiert wird dieser Sender durch eine kleine Membran, die unter gleichen Strahlungsverhältnissen den Schall nach beiden Seiten aussendet.

Eine gleichwertige Charakteristik kann auch dadurch erhalten werden, daß zwei Sender von kugelförmigem Schallfeld (also nullter Ordnung) mit entgegengesetzter Phase in einem Abstand $< \lambda/2$ arbeiten.

Alle diese Richtcharakteristiken haben ihre Ursache in den von der räumlichen Anordnung der Wandlerelemente herrührenden Laufzeitunterschieden der Schallstrahlen. Es werden zwei im Abstand Δl aufgestellte Wandler in der ebenen Welle mit dem Laufzeitunterschied $(\Delta l/c) \cos \delta$ erreicht (c Schallgeschwindigkeit). Elektrisch gegeneinander geschaltet gibt das Wandlerpaar eine Empfindlichkeit, die dem Laufzeitunterschied proportional ist, also auch vom Richtungswinkel δ abhängt.

Bei Mikrofonen kann man nun [8] diese durch die räumliche Anordnung bedingten Laufzeitunterschiede durch künstliche Laufzeiten verändern und damit die Richtcharakteristik verformen. Diese zusätzlichen Laufzeiten müssen frequenzunabhängig sein und können sowohl elektrisch als mechanisch hergestellt werden.

Wird also auf dem Weg zu einem der beiden Empfangspunkte eine künstliche Laufzeit a/c eingeschaltet, so ist die Laufzeitdifferenz zwischen den

beiden Empfangsspannungen insgesamt:

$$\Delta t = \frac{\Delta l}{c} \cos \delta + \frac{a}{c}. \quad (1)$$

Für $a/c = \Delta l/c$ erhält man eine Kardioid, für $a/c < \Delta l/c$ eine gezipfelte Kardioid und für $a/c > \Delta l/c$ eine der Kugelcharakteristik sich nähernde Form (vgl. Abb. 1).

Diese einfachen, für zwei Empfangspunkte geltenden Phasenbeziehungen werden in der Praxis komplizierter, und zwar weil jeder Schallwandler eine gewisse räumliche Ausdehnung hat, so daß die Schallbeugung eine Rolle spielt und das Laufzeitglied die

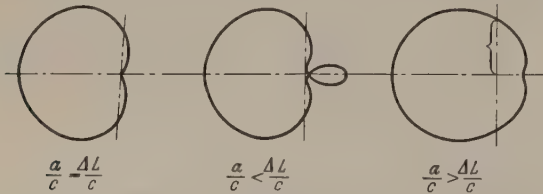


Abb. 1. Die Richtcharakteristik bei verschiedenen großer künstlicher Laufzeit a/c .

Gesamthemmung des Wandlersystems beeinflusst, diese aber auf den gewünschten Frequenzgang hin abgestimmt sein muß. Jeder Fall erfordert daher eine genaue Untersuchung.

Das besprochene Prinzip gestattet aber auch für tiefe Frequenzen, mit Anordnungen kleiner Abmessung zu wirksamen Richtschärfe zu gelangen. Bei

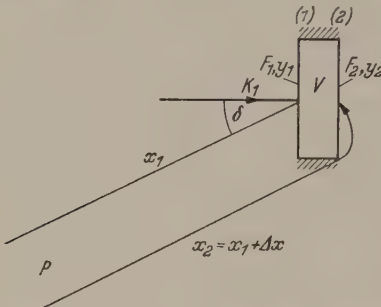


Abb. 2. Zwei durch einen Luftraum V gekoppelte Membranen, von denen die eine durch K_1 angetrieben wird.

Mikrophonen haben sich die „Gradienten“- , insbesondere die „Nierenmikrophone“ sehr bewährt.

Es wurde daher untersucht, ob und mit welchen Mitteln sich auch beim Sender die einseitige Charakteristik realisieren ließe.

Ordnet man zwei Membranen gegenphasig schwingend in einem Abstand $< \lambda/2$ hintereinander an, so erhält man bekanntlich eine achtförmige Sendecharakteristik. Sind diese beiden Membranen nun durch einen Luftraum miteinander gekoppelt und wird z.B. nur die vordere (1) mit der Kraft K_1 angetrieben (vgl. Abb. 2), so ergeben sich aus den Bewegungsgleichungen die folgenden Membranauslenkungen:

$$\begin{aligned} y_1 &= -\frac{K_1}{H_1 + \frac{S_0 H_2}{H_2 + S_0}} \\ y_2 &= -\frac{K_1}{H_1 + \frac{S_0 H_2}{H_2 + S_0}} \cdot \frac{S_0}{H_2 + S_0} \end{aligned} \quad (2)$$

Dabei bedeutet $H = s - m\omega^2 + j\omega r$ die mechanische Hemmung, $S_0 = \rho c^2 F^2/V$ die Koppelsteife unter An-

nahme gleich großer äquivalenter Membranflächen F . Die Auslenkungen der beiden Membranen unterscheiden sich außer durch das Vorzeichen noch durch das komplexe Glied $S_0/(H_2 + S_0)$. Sie weichen also sowohl nach Betrag als auch nach Phase voneinander ab.

Die von den Membranen abgestrahlte akustische Leistung ist:

$$N_1 = \dot{y}_1^2 F r_s; \quad N_2 = \dot{y}_2^2 F r_s,$$

wenn r_s der Strahlungswiderstand ist. An einem Aufpunkt P wird dann von der ersten Membran der Schalldruck

$$p_1 = G \sqrt{N_1} \tau_1 e^{-jkx} = G y_1 \sqrt{F r_s} \tau_1 e^{-jkx_1},$$

von der zweiten Membran der Druck

$$p_2 = G \sqrt{N_2} \tau_2 e^{-jkx} = G y_2 \sqrt{F r_s} \tau_2 e^{-jkx_2}$$

erzeugt. G ist ein Proportionalitätsfaktor, x_1 und x_2 sind die Laufwege zum Quellpunkt, τ_1 und τ_2 berücksichtigen die Beugung des Schalles.

Am Aufpunkt P ist der resultierende Schalldruck dann:

$$P = p_1 + p_2.$$

Es wird nun diejenige Richtung gesucht, unter der diese Summe Null ist, d. h. $p_1 = -p_2$ oder auch $p_1/p_2 = -1$ ist.

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\dot{y}_2}{\dot{y}_1} \frac{\tau_2}{\tau_1} e^{-jk(x-x_1)} = -\frac{S_0}{H_2 + S_0} \frac{\tau_2}{\tau_1} e^{-jk\Delta x} = -1.$$

Das komplexe Glied

$$\frac{S_0}{H_2 + S_0} = A e^{-j\alpha}$$

muß demnach so beschaffen sein, daß

$$A = \left| \frac{S_0}{H_2 + S_0} \right| = \frac{\tau_1}{\tau_2} \quad (3a)$$

und

$$k\Delta x = \frac{\omega\Delta x}{c} = -\alpha \quad (3b)$$

ist.

Beide Bedingungen lassen sich für die der Membranseite 1 abgekehrte Raumhälfte erfüllen und besagen, das komplexe Glied $S_0/(H_2 + S_0)$ muß einen Betrag haben, der sich aus der Beugung τ_1/τ_2 um den Sender ergibt und einen Phasenwinkel, der dem Unterschied der Laufwege zwischen den Sendeseiten zum Aufpunkt entspricht. Δx ist nun winkelabhängig und von der Form $\Delta l \cdot f(\delta)$, wobei Δl der maximal mögliche Umweg ist.

An Stelle des für das spezielle Modell der gekoppelten Membranen geltende komplexe Glied $S_0/(H_2 + S_0)$ kann ein beliebig aufgebautes akustisches Laufzeitglied $A e^{-j\omega a/c}$ von dem Betrag A mit einer künstlichen Laufstrecke a treten. Soll nun die Richtcharakteristik unter einem Winkel δ ein Minimum haben, so muß für die Richtung δ erfüllt sein:

$$A = \frac{\tau_1}{\tau_2}, \quad (4a)$$

$$-\frac{a}{c} = \frac{\Delta l f(\delta)}{c}. \quad (4b)$$

Wenn eine einseitige Richtcharakteristik mit einem Minimum auf der Rückseite entstehen soll, muß erfüllt sein:

$$\frac{a}{c} = \frac{\Delta l}{c}. \quad (5)$$

Es ist ein Laufzeitglied erforderlich, dessen Übertragungswert durch die Beugung am Sender bestimmt ist und dessen Laufzeit, die durch die maximal mögliche Laufwegdifferenz Δl vorgegebene, nachbilden muß. Beim Sender gelten also für die Laufzeitglieder dieselben Beziehungen wie beim Empfänger.

Es lassen sich daher auch Modelluntersuchungen bei Empfängern durchgeführt, auf die Sender übertragen und umgekehrt. Für den Schallumweg Δl eignen solche Untersuchungen, daß man praktisch mit dem Radius der Schallwand, vermehrt um die Dicke der Wand, zu rechnen hat. Das Laufzeitglied muß entsprechend $\Delta l/c$ eine frequenzunabhängige Laufzeit haben, die Dämpfung dagegen muß wie die Schallbeugung frequenzabhängig sein. Ein einfaches Labyrinth, also eine Laufstrecke über Luft, genügt demnach nicht, aber eine mit Dämpfungsmaterial angefüllte Laufstrecke hat eine vom Strömungswiderstand R abhängige Laufzeit und Dämpfung [9]

$$t = \left[\sqrt{\frac{\rho}{2K p_0}} \right] \sqrt{1 + \frac{R}{\omega \rho}} + 1$$

$$\beta = \omega \left[\sqrt{\frac{\rho}{2K p_0}} \right] \sqrt{1 + \frac{R}{\omega \rho}} - 1$$

ρ Dichte der Luft, $K = c_p/c_v$, p_0 Atmosphärendruck.

Mit geeignetem Strömungswiderstand R lassen sich die genannten Forderungen erfüllen. So kann man mit Packwatte, deren Übertragungswerte aus Messungen von HARMANS [9] bekannt sind, bei richtig bemessener Schichtung die verlangten Laufzeitglieder erstellen.

Man kann die Laufzeitglieder aber auch mit diskreten akustischen Bauelementen wie Steife, Reibung, Masse aufbauen [10], [11]. Grundsätzlich ist das z.B. mit den eingangs behandelten gekoppelten Membranen möglich. Als besonders zweckmäßig erweist sich aber der gedämpfte Resonator. Um in einem möglichst breiten Frequenzbereich konstante Laufzeit zu erreichen, müssen Eigenfrequenz, Reibung und Koppelsteife richtig aufeinander abgestimmt werden. Darüber hinaus ist erforderlich, daß Reibung r_2 und Koppelsteife S_0 so bemessen werden, daß die Bedingung $r_2/S_0 = \Delta l/c$ erfüllt ist. Bei geeigneter Dämpfung gelingt es, in weitem Frequenzbereich eine konstante Laufzeit zu erzielen.

Für dynamische Systeme mit geringer Eigensteife sind Anordnungen günstig, die mit geringer Koppelsteife arbeiten. Da nur eine Bedingung für die Zeitkonstante r_2/S_0 beim Laufzeitglied gestellt ist, läßt sich das Verhältnis auch mit hinreichend kleiner Steife S_0 realisieren.

In Abb. 3 sind die Empfangsverhältnisse in einem Punkt P_v vor und einem Punkt P_h hinter der Membran mit entsprechenden Vektordiagrammen wiedergegeben. Im vorderen Punkt P_v hat der von der Rückseite der Membran herrührende Schall p_2 gegenüber dem von vorn kommenden p_1 einen um $a + \Delta l$ größeren Laufweg zurückgelegt. Im Vektordiagramm rückt sich das für eine bestimmte Frequenz durch entsprechende Phasenwinkel aus. Die Intensität des Rückschalles wird dabei sowohl infolge der Beugung am den Strahler als auch infolge der Dämpfung des akustischen Laufzeitgliedes geschwächt. Es ergibt sich der in Abb. 3b gezeichnete resultierende Vektor R für den Schalldruck. Ist nun der hintere Abschluß

so dimensioniert, daß $\Delta l = a$ ist, so wird für den Punkt P_h auf der Rückseite der resultierende Vektor null, da nämlich beim Vorschwingen der Membran der Überdruck von der Vorderseite um die gleiche Umweglaufstrecke Δl verzögert in P_h ankommt, wie das für den Unterdruck von der Rückseite, durch a bedingt, der Fall ist (vgl. Abb. 3c). Für die Gleichheit des Betragswertes hat die zweite Dimensionierungsbedingung für das Laufzeitglied (4a) zu sorgen. Wendet man diese Vektorbetrachtung auch für die übrigen Richtungen an, so ergibt sich die nierenförmige Richtcharakteristik (Abb. 3d).

Versieht man also die Rückseite eines Strahlers erster Ordnung mit einem in bezug auf Laufzeit und Dämpfung richtig bemessenen Laufzeitglied, so verstärken sich die Antriebe von der Vorder- und Rückseite der Membran nach der Vorderseite hin, während

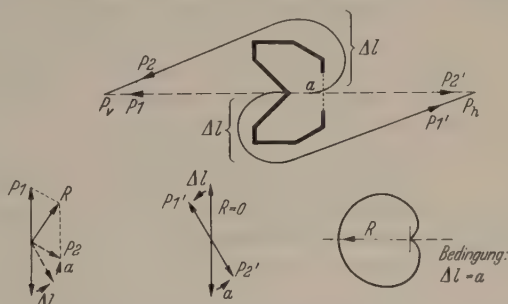


Abb. 3. Die Empfangsverhältnisse von Vorder- und Rückseite eines mit einem Laufzeitglied versehenen Lautsprechers und die gesamte Richtcharakteristik (Niere).

sie sich nach der Rückseite hin aufheben. Diese Wirkungsweise ist auf dasjenige Frequenzgebiet beschränkt, für das damit gerechnet werden kann, daß der Schall um den Sender herum gebeugt wird, d.h. praktisch auf Frequenzen, für die d , der Durchmesser des Strahlers, kleiner als λ ist. Bei höheren Frequenzen bewirkt der Umstand, daß die Membran eine Gruppe darstellt, gerichtete Strahlung der Vorderseite, während das auf der Rückseite angebrachte Laufzeitglied eine so große Dämpfung hat, daß eine rückwärtige Strahlung verhindert wird.

Es liegt also hier ein Beispiel vor, bei dem beide oben angeführten Grundprinzipien, das Gradienten- und das Gruppenprinzip zusammenwirken, um über den ganzen Übertragungsbereich die einseitige Richtcharakteristik zu gewährleisten.

Die einseitig gerichteten Lautsprecher lassen sich nun erfolgreich beim Aufbau von Strahlergruppen verwenden. Montiert man nämlich gewöhnliche Konuslautsprecher auf ein Brett, so erhält man eine achtförmige Richtcharakteristik, da die Gruppen ebenso wie die Einzellautsprecher als Strahler erster Ordnung aufzufassen sind.

Die achtförmige Richtcharakteristik hat bisweilen ungünstige Eigenschaften [12]. Der Schall vor und hinter dem Lautsprecher ist nicht „gleichwertig“, da an der Lautsprecherrückseite durch Korb und Magnet eine Abschattung der hohen Frequenzen eintritt. Man rechnet auf der Rückseite mit einem Drittel der Reichweite der Vorderseite. Häufig wird auch eine solche Strahlergruppe in der Nähe der Wand, z.B. schräg angebracht. Der rückwärtige Schall wird dann an der Wand reflektiert, gelangt auf Umwegen zum Hörer und setzt die Verständlichkeit herab.

Es wurde daher eine Lautsprecherzeile entwickelt, die nach hinten praktisch keine Schallabstrahlung aufweist. Eine Abkapselung des rückwärtigen Lautsprecherbauteils würde nicht zum Erfolg führen, da die tiefen Frequenzen wie beim Strahler nullter Ordnung um die endliche Schallwand herumgelenkt würden.

Eine Richtwirkung auf Grund des Gruppenprinzips zu bilden, ist wegen der geringen Ausdehnung der Lautsprecherzeile in horizontaler Richtung bei tiefen Frequenzen nicht möglich. Hier bringt der oben beschriebene einseitig gerichtete Lautsprecher die Lösung.

Die Messung an so ausgeführten Lautsprecherzeilen, deren schematischer Aufbau im Schnitt auf Abb. 4 dargestellt ist, ist in Abb. 5 und 6 wiedergegeben. Abb. 5 zeigt die Richtwirkung in der Horizontalen und Abb. 6 in der Vertikalen. Man sieht, daß bei allen Frequenzen der Hauptteil der Energie nach vorn abgestrahlt wird und in rückwärtiger Richtung weniger als 10% zur Wirkung kommen. Die Laufzeitverzögerung ist durch Filz- oder Watteabdichtung in Verbindung mit einem Luftpolster hinter der Lautsprechermembran hervorgerufen worden [13].

Abb. 4. Eine Schallzeile mit Laufzeitglied im Schnitt.

In der Horizontalen (Abb. 5) wird die Richtwirkung im wesentlichen durch die richtige Phasenbeziehung zwischen Vorder- und Rückschall erreicht, so daß eine Nierencharakteristik entsteht. Erst bei

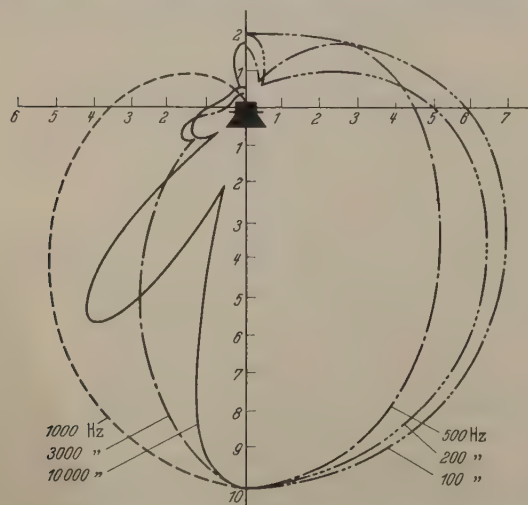


Abb. 5. Richtcharakteristik der Schallzeile in der Horizontalebene.

hohen Frequenzen setzt infolge der Membranabmessung eine durch Gruppenwirkung bedingte schärfere Bündelung ein. In der Vertikalen ist für die Richtschärfe überwiegend die Länge der Gruppenanordnung maßgebend. Bei tiefen Frequenzen (100 Hz), bei denen die Zeile ($l=1,5\text{ m}$) nicht mehr lang genug ist, um die scharfe Bündelung zu erreichen, wird der Schall trotzdem überwiegend nach der Vorderseite abgestrahlt, weil ja der Gruppenrichtwirkung auch in dieser Ebene noch die Richtwirkung des Gradientenstrahlers überlagert ist. Die Nierencharakteristik

bleibt aber gerade auch bei tiefen Frequenzen (vgl. 100 Hz in Abb. 6) erhalten. Die Richtschärfe kann nun noch dadurch gesteigert werden, daß man aus den hier beschriebenen Zeilen wieder Gruppen zusammenschaltet. So wird durch Übereinanderstellen von Zeilen die Richtschärfe in der Vertikalebene vergrößert, während beim Parallelstellen von Zeilen die Richtschärfe in der Horizontalen wächst.

Abb. 7 zeigt die Frequenzkurve der Schallzeile von 40 cm Breite und 150 cm Länge in der Vorderachsrichtung. Dabei ist einmal mit und das andere Mal ohne akustisches Phasendrehglied gemessen.

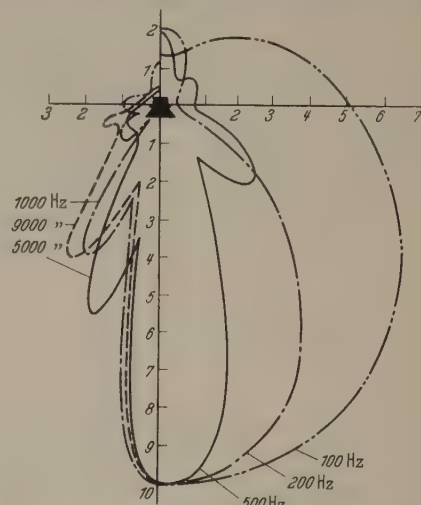


Abb. 6. Richtcharakteristik der aufrechtstehenden Schallzeile in der Vertikalebene.

Das Laufzeitglied ändert die Frequenzkurve nur unwesentlich, bei tiefen Frequenzen tritt sogar eine gewisse Verstärkung ein. Das wird verständlich, wenn man beachtet, daß ja das Laufzeitglied den wirksamen akustischen Umweg vergrößert. Außerdem bleibt natürlich der Einfluß der äußeren Beugung, d. h. der Größe der vorderen Schallwand auf den Abfall bei tiefen Frequenzen.

Der praktische Vorteil derartiger Lautsprecherzeilen mit nierenförmiger Richtwirkung liegt darin, daß man mit dem Mikrophon von hinten sehr dicht an den Lautsprecher herangehen kann, ohne daß akustische Rückkopplung einsetzt. Man kann daher den direkten und den verstärkten Schall praktisch

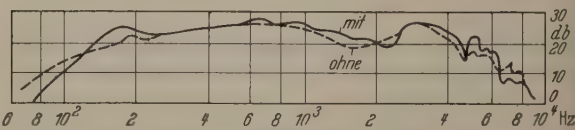


Abb. 7. Die Frequenzkurve der Schallzeile ohne und mit akustischem Laufzeitglied.

von demselben Punkt ausgehen lassen, so daß die Übertragung sehr natürlich wirkt.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß man aus einem Sender erster Ordnung in Verbindung mit einem akustischen Laufzeitglied einen einseitig gerichteten Strahler mit Nierencharakteristik herstellen kann. Die Bedingungen für Laufzeit und Dämpfung sind durch den akustischen Umweg und die Beugung gegeben. Ordnet man diese Lautsprecher zu Gruppen in Form von

Lautsprecherzeilen, so entsteht ein Bauelement, das für die elektroakustische Übertragungstechnik wegen seiner einseitigen Richtwirkung besonders wertvoll ist.

Literatur. [1] HECHT, H., u. F. A. FISCHER: In Handbuch der experimentellen Physik, Bd. 17/2. Leipzig 1934. — [2] BACKHAUS, H.: Theorie der akustischen Schwingungen. In Handbuch der Physik, Bd. 8. Berlin 1927. — [3] WINTERBERG, E.: Z. angew. Phys. **1**, 374 (1949). — [4] BACKHAUS, H.: Z. techn. Phys. **19**, 491 (1928). — [5] STENZEL, H.: Leitfadens zur Berechnung von Schallvorgängen. Berlin 1939. — [6] TRENDLENBURG, F.: ETZ **47**, 1691 (1927). — [7] BE-

NECKE, H., u. SAWADE: HF-Technik u. Funkpraxis **2**, 145, 172 (1949). — [8] GLOVER, R. P. u. a.: J. acoust. Soc. Amer. **11**, 296 (1940). — BRAUNMÜHL, v., u. WEBER: Hochfrequenz-techn. **46**, 187 (1935). — [9] HARMANS, J.: Akust. Z. **5**, 215 (1940). — [10] MEYER, E.: El. Nachr. Techn. **12**, 393 (1935). — [11] OLSON, H. F., and J. PRESTON: Mot. Pic. Eng. **65**, 293 (1949). — [12] SPANDÖCK, F.: Von der dezentralen zur zentralen Schallübertragung. Erscheint in der ETZ. — [13] Patentanmeldung der Siemens & Halske A.G. PA 9/520/79.

Dipl.-Ing. H. KALUSCHE, i. Fa. Siemens & Halske A.G.,
Betrieb Karlsruhe, (17a) Karlsruhe, Vorholzstr. 62.
REA Zentrallabor.

Über die Erzeugung von elektromagnetischen Schwingungen in Triftröhren mit hohem Wirkungsgrad*.

Von RUDOLF GEBAUER.

(Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.)

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 22. Mai 1950.)

1. Allgemeine Gesichtspunkte, experimentelle Grundlagen und Problemstellung.

Bei den mit geschwindigkeitsmodulierten Elektronenstrahlen arbeitenden Schwingungserzeugern, den sog. „Triftröhren“, deren Prinzip zuerst O. HEIL im Jahre 1935 veröffentlichte [1], wird bekanntlich ein geeignet gestalteter Hohlraumresonator durch einen Elektronenstrahl in seiner Eigenschwingung erregt. Dabei durchläuft der Elektronenstrahl im Resonator im allgemeinen zwei elektrische Felder von gleicher Frequenz — „Steuerstrecke“ und „Arbeitsstrecke“ genannt — und einen sie verbindenden feldfreien „Laufraum“ und wandelt in Wechselwirkung mit den beiden Feldern einen Teil seiner Gleichstromenergie in Hochfrequenzenergie um. Bei den Triftröhren handelt es sich also um eine genaue Umkehrung der Vorgänge des Cyclotrons. Die verschiedenen Typen von Triftröhren unterscheiden sich im wesentlichen nur durch die Amplitude und die Phasenlage der beiden Wechselfelder, die in besonderen Spezialfällen auch in einem vereinigt sein können.

Bei den Generatoren mit gegenphasig schwingenden Feldern, mit denen sich die vorliegende Arbeit beschäftigt, besitzen die beiden Felder bei einer Phasendifferenz von 180° dieselbe Wechselspannungsamplitude bzw. denselben Aussteuerungsgrad β . Darunter soll das Verhältnis der Wechselspannungsamplitude \hat{U} zur durchlaufenen Gleichspannung U_0 verstanden werden. Für ihre Realisierung hat sich die beiderseits geschlossene Leitung als Schwingungskreis bestens bewährt [2]. Die erste Wechselfeldstrecke zwingt dem Elektronenstrahl eine dem Aussteuerungsgrad entsprechende Geschwindigkeitsmodulation auf, die sich in der Steuerstrecke und im anschließenden Laufraum in eine Dichtemodulation umwandelt, indem früher eingetretene verlangsamte, von später eingetretene, aber schnelleren Elektronen in einer wieder vom Aussteuerungsgrad abhängigen Entfernung phasenfokussiert werden, so daß dort Elektronenverdichtungen und Verdünnungen periodisch aufein-

anderfolgen. Wird dahin das Ende des Laufraumes gelegt und ferner durch geeignete Bemessung der Feldlängen und des Aussteuerungsgrades dafür gesorgt, daß die Elektronenverdichtungen die zweite Wechselfeldstrecke in der verzögernden, hingegen die Elektronenverdünnungen sie in der beschleunigenden Phase passieren, so werden je Periode mehr Elektronen abgebremst als beschleunigt. Dabei ist der Bruchteil der dem Elektronenstrahl entziehbaren und auf den

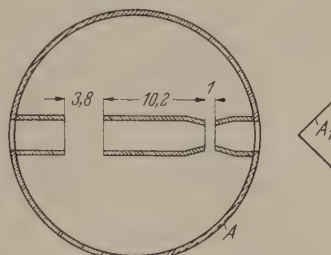


Abb. 1. Horizontalschnitt durch die Mitte des Schwingungskreises. A Hohlraumresonator (Anode); A₁ Auffänger.

Schwingungskreis übertragbaren Energie naturgemäß wieder kritisch von der in der zweiten Wechselfeldstrecke herrschenden Feldstärke bzw. von ihrem Aussteuerungsgrad abhängig.

Bei der Untersuchung der Frage, welche Kombinationen von Streckenlängen und Aussteuerungsgraden einen möglichst hohen Wirkungsgrad besitzen, gelangte ich zu dem in [2] angegebenen Elektroden-system, von dem Abb. 1 einen Horizontalschnitt durch die Mitte zeigt. Zur Vermeidung von Sekundäremissionseffekten und Raumladungstörungen wurde der Strahl auf einem Auffänger A₁ mit schwach positivem Potential gegen den Schwingungskreis aufgefangen. Ein Magnetfeld, dessen Feldlinien parallel zur Geschwindigkeit verliefen, konzentrierte den Strahl. Bei einer relativ hohen Feldstärke von 1800 Gß, d. h. bei relativ schmalen Strahl ergaben sich elektronische Wirkungsgrade bis zu 40% [2], jedoch nur dann, wie sich jetzt herausstellte, wenn der Strahl nicht in der Symmetrieachse, sondern in Richtungen, die um einen Winkel von $\pm 1,5^\circ$ dagegen geneigt waren, hindurchgeführt wurde (s. Abb. 3), während bei axialem

* Meinem sehr verehrten Lehrer und Freund Prof. Dr. LEINRICH FREIHERRN RAUSCH VON TRAUBENBERG (17. 3. 1880—19. 9. 1944) zur 70. Wiederkehr seines Geburtstages gewidmet.

Durchgang nur ein Wirkungsgrad von 34% gemessen wurde. Diese Werte wurden aus der Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung gewonnen, und zwar aus der Steigung im geradlinigen Teil der Kurve. Es ist also bei dem System eine zwar geringe aber charakteristische Abhängigkeit des Wirkungsgrades vom Drehwinkel vorhanden (Abb. 2), die im ersten Teil der Arbeit zur einer Prüfung der Leistungs-

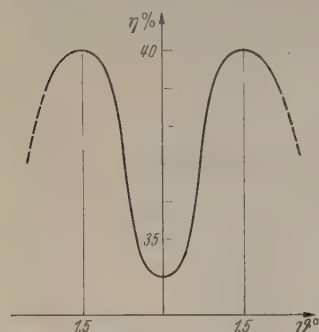


Abb. 2. Abhängigkeit des Wirkungsgrades vom Drehwinkel θ .

fähigkeit der Theorie benutzt wurde und von ihr quantitativ wiedergegeben wird. Es ist bemerkenswert, daß der erhaltene Wirkungsgrad von 40% um einige Prozent höher liegt als er von einem 0^+ -Typ eines Generators mit gegenphasig schwingenden Feldern unter Zugrundelegung eines 7/12-Fokus mit relativ geringer Phasenbreite zu erwarten wäre, sich bis auf 2% dem theoretischen Grenzwirkungsgrad des 0^+ -Typs des Klystrons nähert und als der Grenzwirkungsgrad des 0^+ -Typs eines

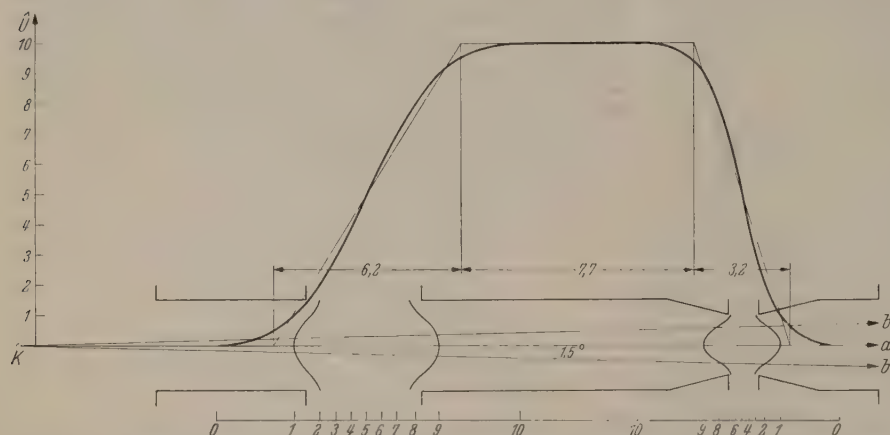


Abb. 3. Potentialverteilung nach Messungen im elektrolytischen Trog. K Kathode (Wolframfaden).

Generators mit gegenphasig schwingenden Feldern anzusehen ist.

Die Theorie gestattet aber nicht nur in jedem Einzelfall zu einem gegebenen Elektrodensystem den Wirkungsgrad zu berechnen, sondern auch umgekehrt, zu einem geforderten Wirkungsgrad die *günstigsten* Abmessungen des Elektrodensystems zu ermitteln. Gerade dieser Weg, über den bisher noch keine experimentellen Untersuchungen vorlagen, ist bei der Planung von Systemen sehr nützlich, zumal sich dadurch die vielfach angewendeten, zeitraubenden Probierverfahren durch eine rasche und exakte Methode ersetzen lassen. Unter diesen Gesichtspunkten war es von Interesse, Messungen über die Leistungsfähigkeit der Theorie auch in dieser Richtung anzustellen.

Als Beispiel hierzu wird ein Generator mit gegenphasig schwingenden Feldern gesucht, der bei einer Wellenlänge von 27 cm und einer Betriebsspannung von 230 V einen elektronischen Wirkungsgrad von 50% besitzen soll. Gemessen wurden 49,6%. Dieser Wirkungsgrad ist der höchste bisher an Triftröhren beobachtete.

2. Die Berechnung des Wirkungsgrades des gegebenen Elektrodensystems für verschiedene Strahlrichtungen.

a) Ermittlung der Feldlängen; Einführung dimensionsloser Größen.

Nach Abb. 1 hatten für eine Wellenlänge von 24 cm und eine Betriebsspannung von 500 V die feldbegrenzenden Elektroden folgende Abstände:

$$a_{0,1} = 3,8 \text{ mm}, \quad a_{1,2} = 10,2 \text{ mm}, \quad a_{2,3} = 1,0 \text{ mm}$$

Infolge der Durchgriffe sind diese jedoch von den interessierenden „elektrischen“ Längen verschieden und hatten nach Messungen im elektrolytischen Trog (Abb. 3) in den Richtungen a und b folgende Werte:

$$a) \quad s_I = 6,2 \text{ mm}, \quad s_{II} = 7,7 \text{ mm}, \quad s_{III} = 3,2 \text{ mm};$$

$$b) \quad s'_I = 6,2 \text{ mm}, \quad s'_{II} = 8,8 \text{ mm}, \quad s'_{III} = 2,1 \text{ mm}.$$

Wie man sieht, bleibt unabhängig von der Strahlrichtung die Länge der Steuerstrecke und die Gesamtlänge erhalten, während bei Abweichungen von der Symmetrie der Laufräum verlängert und die Arbeitsstrecke um den gleichen Betrag verkürzt wird.

Damit wird aber in der Arbeitsstrecke bei gleichgebliebenem Aussteuerungsgrad sowohl die Feldstärke als auch die Abbremsung gegenüber axialem

Durchgang vergrößert und der Wirkungsgrad wird ansteigen, jedoch nicht beliebig weit, weil von einer gewissen Feldstärke angefangen Reflexion eintritt, die dann den Wirkungsgrad stark vermindert. Hinzu kommt eine günstige Beeinflussung des Phasenfokus durch eine in Grenzen gehaltene Verlängerung des Laufraumes über den 7/12-Fokus hinaus.

Um unabhängig von der Wellenlänge und der Betriebsspannung allgemein gültige Angaben zu haben und wegen der Übersichtlichkeit der folgenden Überlegungen, führen wir wie in [3] dimensionslose Größen ein. Um jeden Zweifel hinsichtlich ihrer Bedeutung auszuschalten, werden die Namen der absoluten Größen, die sie vertreten, beibehalten und folgende Festsetzung getroffen: lateinische Buchstaben für absolute Größen, griechische Buchstaben für dimensionslose Größen¹.

1. Die Ortskoordinate, der Weg

$$x \quad \left| \xi = \frac{\omega x}{v_0}; \quad v_0 = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U_0} \text{ cmsec}^{-1}. \quad (1) \right.$$

2. Die Wegdifferenz, die Strecke

$$s = x_b - x_a \quad \left| \sigma = \xi_b - \xi_a = \frac{\omega s}{v_0} = \frac{2\pi c}{\lambda} s = \frac{3,18 \cdot 10^3 s}{\sqrt{U_0}}. \quad (2) \right.$$

3. Die Zeitkoordinate, die Zeit, die Phase

$$t \quad \left| \alpha = \omega t. \quad (3) \right.$$

4. Die Zeitdifferenz, die Laufzeit, die Phasendifferenz

$$t_b - t_a \quad \left| \varphi = \alpha_b - \alpha_a. \quad (4) \right.$$

¹ Ausnahmen sind die Leistung und der Wirkungsgrad. Im folgenden bedeutet $x|\xi$: an die Stelle von x tritt ξ .

5. Die Geschwindigkeit

$$v \quad \left| \gamma = \frac{d\xi}{d\alpha} = \frac{v}{v_0} = \frac{v}{5,93 \cdot 10^7 \downarrow U_0} \right. \quad (5)$$

6. Die Amplitude der Wechselspannung, die Spannung

$$\hat{U} \quad \left| \beta = \frac{\hat{U}}{U_0} \right. \quad (6)$$

7. Die Hochfrequenzleistung, der Wirkungsgrad

$$N \approx \quad \left| \eta = \frac{N \approx}{N =} = \frac{N \approx}{U_0 I_0} \right. \quad (7)$$

Setzen wir nunmehr die Werte für s bzw. s' in die Gl. (2) ein, so erhalten wir die Abmessungen der Feldlängen für minimalen und maximalen Wirkungsgrad in allgemeiner Form:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\text{I}} &= 3,56 = 204^\circ; & \sigma_{\text{II}} &= 4,48 = 256^\circ; \\ \sigma_{\text{III}} &= 1,85 = 106^\circ; \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma'_{\text{I}} &= 3,56 = 204^\circ; & \sigma'_{\text{II}} &= 5,10 = 292^\circ; \\ \sigma'_{\text{III}} &= 1,20 = 69^\circ. \end{aligned} \right\} \quad (8')$$

Aus diesen Angaben lassen sich nunmehr auch die Abmessungen von Systemen mit geänderten Versuchsbedingungen bei gleichem Wirkungsgrad ableiten, wobei nur darauf zu achten ist, daß die Laufzeitwinkel erhalten bleiben. Besteht beispielsweise die Absicht, einen Generator nicht mit der Betriebsspannung U_1 , sondern bei festgehaltener Wellenlänge mit der Spannung U_2 zu betreiben, so müssen entsprechend der Beziehung (2) die σ -Werte konstant bleiben. Für $\sigma = \text{const}$ gilt:

$$s_1: \sqrt{U_1} = s_2: \sqrt{U_2}. \quad (9)$$

Wird hingegen bei festgehaltenen Strecken s die Länge des Oszillators und damit die Wellenlänge geändert, so ist nach (2) die Geschwindigkeit entsprechend zu verändern. Für $s = \text{const}$ gilt:

$$\lambda_1 v_1 = \lambda_2 v_2 \quad \text{bzw.} \quad \lambda_1^2: \lambda_2^2 = U_2: U_1. \quad (10)$$

b). Die Bewegungsdifferentialgleichung.

Zwischen den Elektroden a und b (Abb. 4) existiere ein homogenes elektrisches Feld, in das z Elektronen je Periode in gleichen Abständen eintreten sollen. Senkrecht zur Fläche der Elektrode a möge zur Zeit t_a ein Elektron mit der Geschwindigkeit v_a in den Feldraum eintreten und auf gerader Bahn zur Elektrode b übergehen. Wir suchen erstens zu irgendeiner Zeit $t_a < t < t_b$ die Geschwindigkeit v sowie den zurückgelegten Weg x und zweitens die Zeit der Ankunft an der zweiten Elektrode t_b mit der dazugehörigen Geschwindigkeit v_b . Bedeuten m und q Masse und Ladung des Elektrons und \hat{U} den Scheitelwert der Wechselspannung und s den Elektrodenabstand, so gilt das Bewegungsgesetz

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = - \frac{q \hat{U}}{m s} \sin \omega t, \quad (11)$$

das nach Eliminierung der absoluten Größen auf beiden Seiten der Gleichung die Gestalt annimmt:

$$\frac{d^2 \xi}{d\alpha^2} = - \frac{\beta}{2\sigma} \sin \alpha. \quad (12)$$

Die der Feldstärke proportionale Größe

$$C = \frac{\beta}{2\sigma} \quad (13)$$

führen wir als Koeffizienten der Geschwindigkeitsmodulation ein. Unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen, daß zur Zeit $\alpha = \alpha_a$ der Weg $\xi = 0$ und die Geschwindigkeit $\gamma = \gamma_a$ sei, erhalten wir nach ein- bzw. zweimaliger Integration die Gleichungen für die Geschwindigkeit und den zurückgelegten Weg zu irgendeiner Zeit $\alpha_a \leq \alpha \leq \alpha_b$

$$\gamma = \gamma_a + C (\cos \alpha - \cos \alpha_a), \quad (14)$$

$$\xi = C (\sin \alpha - \sin \alpha_a) + (\gamma_a - C \cos \alpha_a) (\alpha - \alpha_a). \quad (15)$$

Bei gegebenen α_a , γ_a und C interessieren wir uns aber insbesondere für α_b und γ_b . Dabei ist es vorteilhaft anstatt der Zeit α_b die Laufzeit φ zu nehmen, also

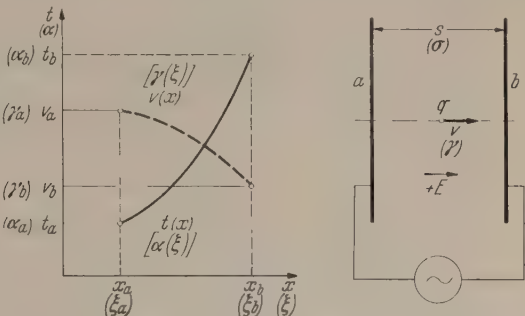


Abb. 4. Die wesentlichen Daten einer Modulationsstrecke endlicher Länge.

$\alpha_b = \varphi + \alpha_a$ zu setzen. Da nach den Anfangsbedingungen $\xi_a = 0$ und daher $\xi_b = \sigma$ ist, so wird aus den obigen Gleichungen, wenn zur Abkürzung

$$A = \frac{1}{C} = \frac{2\sigma}{\beta} \quad (16)$$

und

$$B = \sigma A = \frac{2\sigma^2}{\beta} \quad (17)$$

gesetzt wird

$$\gamma_b = \gamma_a + C [\cos (\varphi + \alpha_a) - \cos \alpha_a] \quad (18)$$

und

$$\varphi = \frac{B + \sin \alpha_a - \sin (\varphi + \alpha_a)}{A \gamma_a - \cos \alpha_a}. \quad (19)$$

Die letzte Gleichung ist in bezug auf die gesuchte Laufzeit transzendent und kann daher nur numerisch gelöst werden.

c) Die Berechnung des Gesamtwirkungsgrades für die Strahlrichtungen mit extremalem Wirkungsgrad.

Um den Wirkungsgrad zu berechnen, haben wir nichts anderes zu tun als die Energieänderungen der einzelnen Elektronen, die sich vollkommen unabhängig voneinander bewegen sollen, zu summieren. Ist

$$E_a = \sum_1^z \frac{m v_a^2}{2} \quad (20)$$

die kinetische Energie der Einströmung und

$$E_b = \sum_1^z \frac{m v_b^2}{2} \quad (21)$$

die kinetische Energie der Ausströmung, so stellt die Differenz $E_b - E_a$ die dem Schwingungskreis

zugeführte oder entzogene Energie dar. Für den Wirkungsgrad ergibt sich

$$\eta = 1 - \frac{E_b}{E_a} = 1 - \frac{\sum_1^z v_b^2}{\sum_1^z v_a^2}; \quad (22)$$

oder unter Verwertung der Gleichungen am Anfang dieses Abschnittes

$$\eta = 1 - \frac{\sum_1^z \gamma_b^2}{\sum_1^z \gamma_a^2}. \quad (23)$$

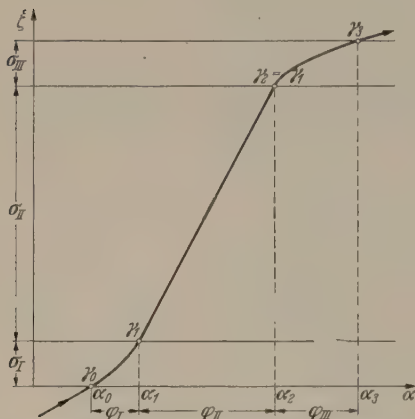


Abb. 5. Weg-Zeit-Diagramm eines Elektrons im Elektrodensystem.

Im Sonderfall $\gamma_a = \text{const} = 1$ wird daraus

$$\eta = 1 - \frac{1}{z} \sum_1^z \gamma_b^2. \quad (24)$$

Der Wirkungsgrad gibt nach (23) und (24) Umfang und Richtung des Energieaustausches der Modulationsstrecke an. Ist er positiv, so wird der Strömung Energie entzogen, also Schwingungsenergie gewonnen; ist er negativ, so wird der Strömung Energie zugeführt und daher Schwingungsenergie verbraucht.

Die Ausdrücke (23) und (24) gelten selbstverständlich auch für eine beliebige Anzahl von einer Strömung durchlaufener Modulationsstrecken, sofern diese einem gemeinsamen System angehören und die Indizes a und b auf die Stellen der Ein- und Austrittsstromung eines solchen Systems bezogen werden.

Um nun zu dem Wirkungsgrad des gegebenen Systems zu gelangen, wurden nach (19) und (18) die Laufzeiten und Geschwindigkeiten a) für symmetrischen Durchgang ($\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III}$) und b) für schrägen Durchgang ($\sigma'_I, \sigma'_II, \sigma'_III$) unter Zugrundelegung eines Aussteuerungsgrades $\beta_I = \beta_{III} = 0,95$ berechnet. Zur Veranschaulichung ist in dem Schema der Abb. 5 der Weg ξ eines Elektrons durch Steuer-, Lauf- und Arbeitsraum in Abhängigkeit von der Zeit α dargestellt. In Abb. 5 sind auch sämtliche in der anschließenden Rechnung auftretenden Größen eingetragen, von denen für den Wirkungsgrad bloß die Geschwindigkeiten an den Elektroden wesentlich sind.

Um mit möglichst wenigen Lösungen der Gl. (19) auszukommen, ist die Anzahl der Elektronen je Periode z auf 12 reduziert, die in Abständen von je 30° in die Steuerstrecke eintreten (Tabelle 1). Nachdem die Koeffizienten A_I, B_I und C_I berechnet worden sind, werden nach (19) die Laufzeiten φ_I ausgerechnet. Aus

ihnen ergeben sich die Austrittszeiten der Elektronen aus der Steuerstrecke zu $\alpha_1 = \alpha_0 + \varphi_I$. Gl. (18) liefert die dazugehörigen Geschwindigkeiten γ_1 . Unter Benützung der Gl. (24) und der Geschwindigkeiten γ_1 erhalten wir als weiteres Resultat den Wirkungsgrad η_I des Stellerraumes. Im vorliegenden Fall ist er negativ, d. h. es wird der Strömung Energie zugeführt und Schwingungsenergie verbraucht.

Hierauf setzen nun die Elektronen ohne eine Geschwindigkeitsänderung zu erleiden ihren Weg im Laufraum fort; es ist demnach $\gamma_1 = \gamma_2$ und die Laufzeit beträgt

$$\varphi_{II} = \frac{\sigma_{II}}{\gamma_1}. \quad (25)$$

Die Austrittszeiten α_2 aus dem Laufraum sind durch die Summen $\alpha_2 = \alpha_1 + \varphi_{II}$ bestimmt und leiten zum Arbeitsraum über. Dort wird einmal die Phasendifferenz von 180° zwischen Arbeits- und Stellerraum berücksichtigt und ferner werden so viele ganze Perioden wie möglich abgezogen. Diese auf den Beginn der Arbeitsstrecke bezogene Zeit nennen wir α'_2 . Sie ist im vorliegenden Fall gegeben durch:

$$\alpha'_2 = \alpha_2 - (360^\circ + 180^\circ). \quad (26)$$

Jetzt werden die Konstanten A_{III}, B_{III} und C_{III} für den Arbeitsraum berechnet und wieder nach den Gl. (19) und (18) die Laufzeiten φ_{III} durch die Arbeitsstrecke sowie die Austrittszeiten α_3 und schließlich die Austrittsgeschwindigkeiten γ_3 bestimmt. Nach (23) ergibt sich nunmehr der Wirkungsgrad η_{III} der Arbeitsstrecke zu

$$\eta_{III} = 1 - \frac{\sum_1^{12} \gamma_3^2}{\sum_1^{12} \gamma_2^2} = 0,398 \quad (27)$$

und schließlich auch der elektronische Gesamtwirkungsgrad η der Strömung:

$$\eta = 1 - \frac{1}{12} \sum_1^{12} \gamma_3^2 = 0,342. \quad (28)$$

Wie man sieht, stimmt dieser Wert exakt mit dem gemessenen für axialen Durchgang überein.

Aus den Rechenergebnissen für schrägen Durchgang erhalten wir, ebenfalls in exakter Übereinstimmung mit der Messung, einen elektronischen Gesamtwirkungsgrad der Strömung für den Durchgang des Elektronenstrahls in Richtung b

$$\eta = 1 - \frac{1}{12} \sum_1^{12} \gamma_3^2 = 0,402 \dagger. \quad (29)$$

d) Der Grenzwirkungsgrad des 0^+ -Typs eines Generators mit gegenphasig schwingenden Feldern.

Es ist bemerkenswert, daß der erhaltene Wirkungsgrad um einige Prozent höher liegt, als er von einem 0^+ -Typ nach der Theorie von R. GEBAUER und C. KLEESATTEL [3] unter Zugrundelegung eines 7/12-Fokus mit relativ geringer Phasenbreite zu erwarten wäre. Im vorliegenden Fall wird dagegen mit einem Fokus größerer Ergiebigkeit und größerer Phasenbreite gearbeitet. Wie man aus dem nach den oben geschilderten Rechnungen gezeichneten Elektronenlaufplan

† Eine Ausdehnung der Rechnung von 12 auf 24 Elektronen je Periode hatte genau das gleiche Ergebnis.

Tabelle 1. Laufzeiten und Geschwindigkeiten der Elektronen durch das Elektrodensystem in den Strahlrichtungen a und b.

Spalte	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	5'	6'	7'	8'	9'	10'	11'
Nr.	α_0	φ_I	α_1	γ_1	φ_{II}	α_2	α_2''	φ_{III}	α_3''	γ_3	α_{102°	α_{53°	φ_{II}	α_2	α_2''	φ_{III}	α_3''	γ_3	α_{34°
1	0	243	243	0,806	319	562	22	217	239	0,436	110	100	362	605	65	170	235	0,411	119
3	30	243	273	0,891	288	561	21	179	200	0,410	144	89	328	601	61	134	195	0,316	107
5	60	233	293	0,985	261	554	14	141	155	0,504	175	73	297	590	50	104	154	0,374	90
7	90	217	307	1,080	238	545	5	115	120	0,697	202	56	270	577	37	79	116	0,547	71
9	120	202	322	1,172	219	541	1	102	103	0,858	227	47	249	571	31	71	102	0,750	62
11	150	189	339	1,240	207	546	6	94	100	0,940	251	50	235	574	34	65	99	0,850	64
13	180	180	360	1,266	203	563	23	95	118	0,909	276	68	231	591	51	64	115	0,849	80
15	210	175	385	1,236	208	593	53	103	156	0,848	303	100	236	621	81	67	148	0,838	111
17	240	179	419	1,135	226	645	105	106	211	0,982	332	156	257	676	136	66	202	1,053	167
19	270	188	458	0,981	262	720	180	97	277	1,269	364	233	298	756	216	60	276	1,343	248
21	300	207	507	0,821	313	820	280	110	390	0,998	397	338	356	863	(-37)	80	(43)	0,794	363
															323		403		
23	330	228	558	0,757	339	897	357	197	554	0,252	432	430	386	944	(44)	225	(269)	0,465	462
							(-3)		(194)			(70)			404		629		

$\sum \gamma_1^2 = 13,112$
 $\sum \gamma_3^2 = 7,897$
 $\sum \gamma_3^2 = 7,176$

$\sigma_I = 3,56 = 204^\circ;$
 $A_I = 7,50;$
 $A_{III} = 3,90$

$\sigma_{II} = 4,48 = 256^\circ;$
 $B_I = 26,7;$
 $B_{III} = 7,22$

$\sigma_{III} = 1,85 = 106^\circ;$
 $C_I = 0,1333;$
 $C_{III} = 0,2565$

$\beta_I = \beta_{III} = 0,95;$
 $\eta_I = -0,09;$
 $\eta_{III} = 0,398$

$\sigma_I = 3,56 = 204^\circ;$
 $A'_{III} = 2,53$

$\sigma_{II} = 5,10 = 292^\circ;$
 $B'_{III} = 3,03$

$\sigma_{III} = 1,20 = 69^\circ;$
 $C'_{III} = 0,396$

$\beta_I = \beta_{III} = 0,95;$
 $\eta'_{III} = 0,452$

$\eta = 0,342$

$\eta = 0,402$

Abb. 6) erkennt, wird das Laufraumende nicht an die engste Einschnürungsstelle des Elektronenbündels verlegt, sondern später, wobei der gemessene Wirkungsgrad nahezu den theoretischen Grenzwirkungsgrad des 0⁺-Typs des Klystrons erreicht. Dementprechend ist von den einzelnen Feldlängen eine ungünstigste oder wenigstens nahezu günstigste Bemessung zu erwarten. Ob und inwieweit dies zutrifft, sei kurz untersucht. Wir beginnen mit der Steuerstrecke.

Wenn die Steuerstrecke im Sinne der Theorie ungünstig bemessen ist, dann soll sie innerhalb der zugelassenen Längen die kürzestmögliche sein und bei kleinstmöglicher Wechselspannungsamplitude eine größtmögliche Geschwindigkeitsmodulation erzeugen. Das so ausgewählte System wäre dann gleichzeitig dasjenige kleinster Verluste, weil diese dem Quadrate der Spannung proportional sind.

Unter diesen Voraussetzungen hat die Cosinusdifferenz in Gl. (18) ein positives oder negatives Extremum zu durchlaufen, d. h. es muß

$$\cos(\varphi_I + \alpha_0) - \cos \alpha_0 = \begin{cases} +2 & (30+) \\ -2 & (30-) \end{cases}$$

sein. Ein positives Extremum ist dann vorhanden, wenn die Austrittszeiten α_1 aus der Steuerstrecke bzw. ihre Summanden φ_I und α_0 den Gleichungen

$$\varphi_I = (2k_I + 1)\pi, \quad \alpha_0 = \pi$$

$$\alpha_1 = \varphi_I + \alpha_0 = 2\pi(k_I + 1) \quad (31+)$$

erfüllt sein, wobei $k=0, 1, 2, \dots$ sein kann und wir je nach dem Wert von k und unter Zugrundelegung von (30+) von einem 0⁺-, 1⁺-, 2⁺-Typ usw. sprechen. Entsprechend ergibt sich ein 0⁻-, 1⁻-, 2⁻-Typ usw., wenn die Gl. (30-) verwendet wird. Setzen wir diese Lösungen in Gl. (18) ein, so erhalten wir als Bedingungsgleichung der nach (30+) normierten Steuer-

streckenlängen der Plustypen:

$$|\sigma_I^+ = \frac{\pi}{2} (2k_I + 1) \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\beta_I}{\pi(2k_I + 1)}} \right). \quad (32+)$$

Rechnen wir diese Gleichung für $\beta_I=0,95$ und $k_I=0$ (kürzestmögliche Steuerstrecke) aus, so erhalten wir

$$\underline{\sigma_I = 3,56}.$$

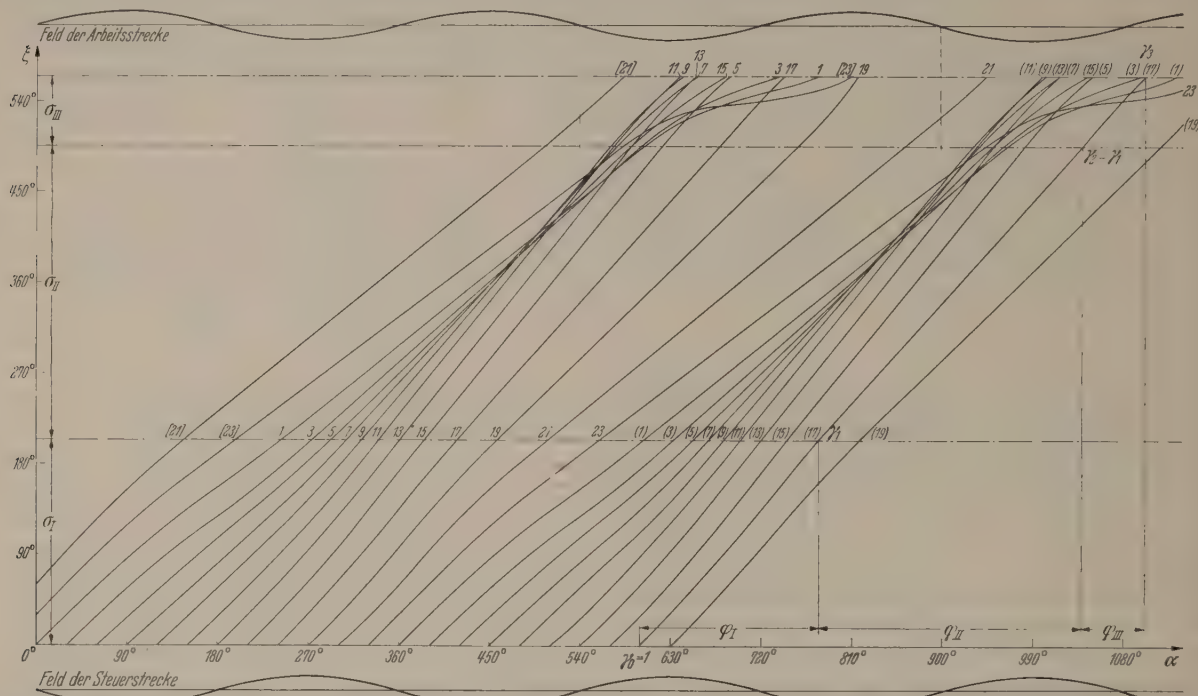
Da dieser Wert sich genau mit dem empirischen deckt, so ist das gegebene System ein 0⁺-Typ und überdies kann seine Steuerstrecke als günstigst bemessen angesehen werden.

Was den *Laufraum* anbelangt, so ist er, wie Abb. 6 zeigt, *länger* als der engsten Stelle entspricht, an der 6/12 aller Elektronen vereinigt werden (6/12-Fokus). Bei einer Verlängerung über den 6/12-Fokus hinaus nimmt jedoch die Ergiebigkeit des Phasenfokus, unter der wir das Verhältnis z_F/z , der im Fokus vereinigten Elektronen zu der Anzahl der Elektronen je Periode verstehen, noch zu und begünstigt den Wirkungsgrad. Dagegen wirkt sich die zunehmende Breite nachteilig aus, weil dann die an den Rändern des Fokus gelegenen Elektronen nicht mehr zu der günstigsten Eintrittsphase α_2'' in das Bremsfeld gelangen, fällt aber zunächst weniger ins Gewicht. Daher gibt es eine günstigste Länge des Laufraumes, bei der der positive Einfluß zunehmender Ergiebigkeit durch den negativen Einfluß seiner zunehmenden Breite gerade kompensiert wird. Wenn nach einer so bemessenen Laufraumlänge der Fokus bis zur Geschwindigkeit Null des *langsamsten* Elektrons abgebremst wird, so ist im Wirkungsgrad die Grenze erreicht. Nach gemeinsamen mit H. KOSMAHL ausgeführten und demnächst erscheinenden Untersuchungen beträgt bei einem Aussteuerungsgrad $\beta=0,95$ diese theoretisch günstigste Laufraumlänge für den 0⁺-Typ des Klystrons 6,5 und der dazugehörige Grenzwirkungsgrad 42%.

Bei den spezielleren Typen von Triftröhren wird es jedoch im allgemeinen nicht gelingen den Grenzwirkungsgrad des Klystrons für jeden beliebigen Wert des Aussteuerungsgrades β_I zu erreichen. Dazu wäre nämlich notwendig, daß das mittlere Elektron des Phasenfokus nach Durchlaufen der optimalen Laufräumlänge zu einer solchen Zeit α_{2B}' in die Arbeitsstrecke eintritt, die unter Berücksichtigung der notwendigen Phasendifferenz zwischen Steuerstrecke und Arbeitsstrecke $\varphi_{III,I}$ allein den Grenzwirkungsgrad ergibt. Da beim Klystrontyp diese Phasendifferenz $\varphi_{III,I}$ frei wählbar ist, wird es somit immer möglich sein

d. h. daß außer der Steuerstrecke auch der Laufräum günstigst bemessen und in der Arbeitsstrecke die Abbremsung ebenfalls bis an die Grenze des Möglichen getrieben wurde.

Der letztere Tatbestand wird sehr anschaulich durch den Elektronenlaufplan (Abb. 6) illustriert. Wie man erkennt, verläuft die Weg-Zeit-Kurve des Elektrons 23 in der Arbeitsstrecke nahezu horizontal. Als langsamstes Elektron kann es gerade noch die Arbeitsstrecke ohne reflektiert zu werden verlassen. Damit gelang es, diesen physikalisch interessanten Grenzfalle zu realisieren.



Da dieses Beispiel in der Arbeit [3] von R. GEBAUER und C. KLEESATTEL vollständig durchgerechnet wurde, können wir uns hier auf einige ergänzende Bemerkungen beschränken. Um zu dem hohen Wirkungsgrad zu gelangen, mußte die Geschwindigkeitsmodulation gegenüber dem oben behandelten Beispiel vermindert werden, um die Abbremsung der im Fokus vereinigten Elektronen in der Arbeitsstrecke, welche sich ja jeweils nach dem langsamsten Elektron zu richten hat, im Mittel weitertreiben zu können. Da die Geschwindigkeitsmodulation durch die Größe $C = \beta/2\sigma$ bestimmt ist, so ist eine Verkleinerung derselben nur durch eine entsprechende Verlängerung der Steuerstrecke möglich, die aber gleichzeitig auch eine entsprechende Verlängerung des Laufraumes zur Folge hat. Die Steuerstrecke wurde wieder der Gl. (31+) entnommen, aber für $k=1$ und den Rechnungen $\sigma_I = \beta_{III} = 0,966$ zugrunde gelegt. In diesem Fall sprechen wir also von einem 1^+ -Typ, der nach den Berechnungen unter Zugrundelegung eines $7/12$ -Fokus für einen Wirkungsgrad von 50% die folgenden Abmessungen besitzt:

$$\sigma_I = 9,88, \quad \sigma_{II} = 11,47, \quad \sigma_{III} = 1,07.$$

Dabei beträgt die kleinste Geschwindigkeit $\gamma_{s \min} = 0,13$, die 1,7% der Anfangsenergie entspricht!

Der nächste Schritt bestand in der Rückkehr zu absoluten Größen, der sich nach der Beziehung

$$s = \frac{\sigma \sqrt{U_0}}{3180}$$

ausgerechnet und für eine Spannung von 230 V und $\lambda = 27 \text{ cm}$ folgende Werte ergab:

$$s_I = 12,8 \text{ mm}, \quad s_{II} = 14,8 \text{ mm}, \quad s_{III} = 1,38 \text{ mm}.$$

Aus diesen „elektrischen“ Längen ergaben Messungen im elektrolytischen Trog für eine Spaltbreite von 0,8 mm, die im Arbeitsraum auf 0,5 mm verringert war, für die Abstände der feldbegrenzenden Elektroden (Abb. 7) folgende Werte:

$$a_{0,1} = 12,2 \text{ mm}; \quad a_{1,2} = 15,8 \text{ mm}; \quad a_{2,3} = 0,7 \text{ mm}.$$

Einer relativ geringen Arbeitsstrecke stehen bei diesem Typus bereits erhebliche Längen der Steuerstrecke und des Laufraumes gegenüber, die das Verhalten gegenüber einem Generator mit kurzen Feldstrecken erheblich verändern.

Abb. 8 zeigt das Meßergebnis, bei dem die Hochfrequenzleistung $N \approx$ in Abhängigkeit von der Gleichstromleistung $N^=$ aufgetragen ist. Die Schwingungen setzen bereits bei der sehr geringen Leistung von 0,87 W (einer Stromstärke von 3,8 mA entsprechend), ein. Hierauf nimmt die Hochfrequenzleistung quadratisch mit der Gleichstromleistung zu bis die Amplitude ihren Sollwert erreicht hat. Nach einem darauffolgenden geradlinigen Teil krümmt jedoch die Kurve ab und geht schließlich auf die Abszissenachse zurück¹.

Aus dem geradlinigen Teil der Kurve ergibt sich in vollkommener Übereinstimmung mit der Theorie ein Wirkungsgrad von 49,6%. Er ist der höchste bisher an Triftröhren gemessene Wert und zeigt die Leistungsfähigkeit der Theorie bei der Ermittlung eines geeigneten Elektrodensystems.

¹ Auf eine Erklärung dieses charakteristischen Kurvenverlaufs wird demnächst eingegangen werden.

4. Über die Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung für einige 0^+ -Typen von Generatoren mit etwa gleicher Wellenlänge aber verschiedener Betriebsspannung.

Die Abmessungen von Generatoren mit geänderten Versuchsbedingungen wurden aus den allgemeinen Angaben nach Gl. (8) gewonnen. Dabei wurde die

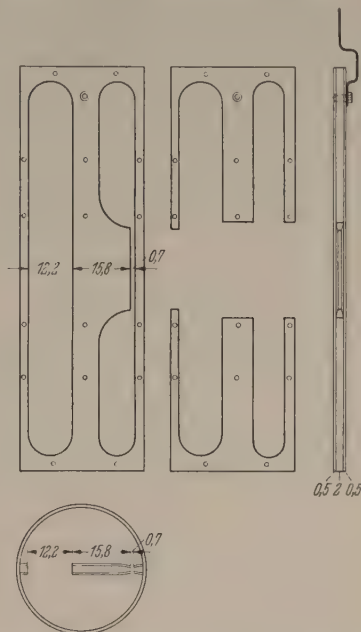


Abb. 7. Aufbau des Elektrodensystems des 1^+ -Typs eines Generators mit gegenphasig schwingenden Feldern.

Wellenlänge, d. h. die Länge der konzentrischen Leitung konstant gehalten und die Längen der charakteristischen Feldstrecken nach Gl. (9) für die Betriebs-

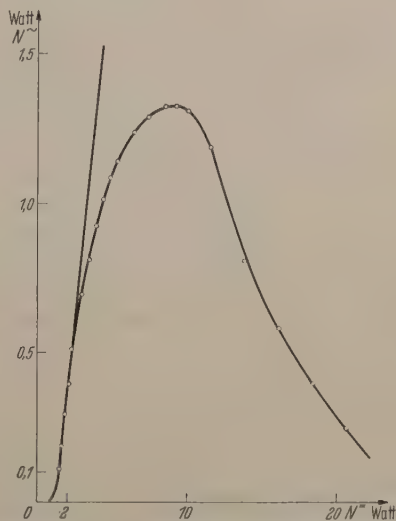


Abb. 8. Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung des 1^+ -Typs eines Generators mit gegenphasig schwingenden Feldern. $\eta = 49,6\%$.

spannungen von 230, 1000 und 1500 V ermittelt. Der übrige Aufbau stimmte mit dem Generator für eine Betriebsspannung von 500 V überein.

Die Versuchsergebnisse für die einzelnen Generatoren sind nach steigender Betriebsspannung geordnet (230, 500, 1000 und 1500 V) in den Kurven 2, 3, 4 und 5 der Abb. 9 zusammengestellt. Wieder nimmt in jedem Einzelfall die Hochfrequenzleistung nach

einem quadratischen Anstieg linear mit der Gleichstromleistung zu, wobei der lineare Bereich mit zunehmender Spannung zunimmt. Hierauf krümmen aber, sofern nur die Gleichstromleistung genügend groß gemacht werden kann, alle Kurven nach unten ab und gehen schließlich auf Null zurück. Demnach ist zur Erzeugung einer bestimmten Hochfrequenzleistung nicht allein die aufgewendete Gleichstromleistung maßgebend, sondern auch die Spannung, die jeweils geeignet zu wählen ist. Im geradlinigen Gebiet

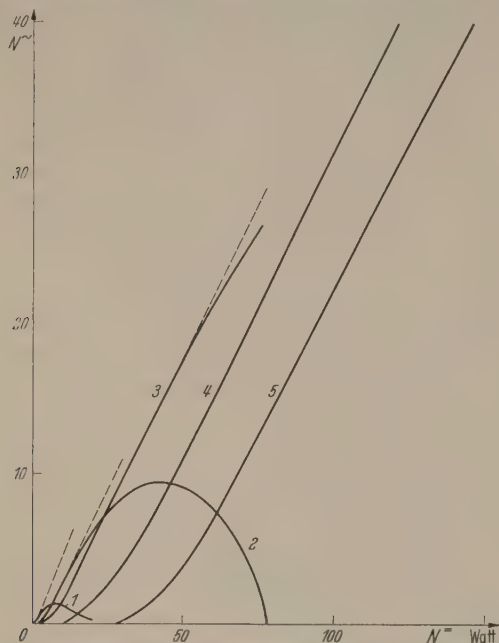


Abb. 9. Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung ($N\sim$ in Watt) von der Gleichstromleistung für einige 0^+ -Typen von Generatoren mit gleicher Wellenlänge (etwa 24 cm) aber verschiedener Betriebsspannung.

sind die Leistungskurven sämtlicher 0^+ -Typen untereinander parallel, d. h., daß sie in diesem Gebiet unabhängig von der Betriebsspannung denselben Gesamtwirkungsgrad von 40% wie der ursprüngliche Generator mit 500 V Betriebsspannung besitzen.

Zum Vergleich sind in Kurve 1 die Ergebnisse für den im vorhergehenden Abschnitt behandelten 1^+ -Typ eingetragen. Der geradlinige Bereich ist wesentlich geringer als bei dem 0^+ -Typ gleicher Spannung. Der geradlinige Bereich der Leistungskurve fällt also um so größer aus, je kürzer die Steuerstrecke und der Laufraum (Gesamtlänge) und je höher die Betriebsspannung gewählt werden. Da die mit den 1^+ -Typen erzielbaren Hochfrequenzleistungen trotz des höheren Wirkungsgrades wesentlich geringer als die der entsprechenden 0^+ -Typen ausfallen, so kommen für die Anwendungen in Physik und Technik wohl nur die 0^+ -Typen in Betracht, deren günstigste Abmessungen nach diesen Untersuchungen als bekannt anzusehen sind.

Zusammenfassung.

Untersucht wurde die Leistungsfähigkeit der von GEBAUER und KLEESATTEL entwickelten Theorie zur Erzeugung von elektromagnetischen Schwingungen durch geschwindigkeitsmodulierte Elektronenstrahlen im Dezimeter- und Zentimetergebiet, die sämtliche

Typen von Triftröhren mit endlichen keiner Beschränkung unterworfenen Feldstrecken umfaßt. Die Untersuchungen wurden in zwei Richtungen an Generatoren mit gegenphasig schwingenden Feldern ausgeführt. Einmal wurde zu einem gegebenen Elektrodensystem der Wirkungsgrad berechnet. Das System erwies sich im Sinne der Theorie als 0^+ -Typ. Sein Gesamtwirkungsgrad von 40% liegt um einige Prozent höher als er unter Zugrundelegung eines $7/12$ -Fokus zu erwarten gewesen wäre und stellt bemerkenswerterweise den Grenzwirkungsgrad für diesen Generatortyp dar. Das andere Mal wurde umgekehrt verfahren und zu einem geforderten Wirkungsgrad von 50% das Elektrodensystem eines Generators mit gegenphasig schwingenden Feldern gesucht, das sich als 1^+ -Typ ergab. Auch hier war eine vollständige Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie vorhanden, indem ein Wirkungsgrad von 49,6% gemessen wurde. Bei der Planung von Systemen ist man daher nicht mehr auf mühsame und zeitraubende Probierv Verfahren angewiesen, sondern kann die günstigsten Abmessungen der Feldlängen im Hohlraumresonator berechnen. Die erhaltenen Wirkungsgrade sind die höchsten bisher an Triftröhren beobachteten.

Was die Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung anbelangt, so zeigen die Kurven einen charakteristischen Verlauf, derart, daß in jedem Einzelfall die Hochfrequenzleistung nach einem quadratischen Anstieg linear mit der Gleichstromleistung zunimmt, aber schließlich, sofern nur die Gleichstromleistung genügend groß gemacht werden kann, alle Kurven nach unten abkrümmen und bis auf Null zurückgehen. Der geradlinige Bereich der Leistungskurve des 1^+ -Typs ist wesentlich geringer als der des 0^+ -Typs bei gleicher Spannung. Bei Generatoren des gleichen Typs fällt der lineare Bereich um so größer aus, je höher die Betriebsspannung und je geringer die Summe der Feldstrecken gewählt werden. Nach den vorliegenden Untersuchungen sind nunmehr die günstigsten Abmessungen der charakteristischen Feldlängen als bekannt anzusehen.

Das Ergebnis, daß der an einem 0^+ -Typ eines Generators mit gegenphasig schwingenden Feldern größer ausfiel, als er unter Zugrundelegung eines $7/12$ -Fokus zu erwarten war, gab Veranlassung, die bisher noch offene Frage nach dem theoretischen und praktischen Grenzwirkungsgrad der Schwingungserzeugung durch geschwindigkeitsmodulierte Elektronenstrahlen in Triftröhren mit endlichen Feldstrecken einer allgemeinen Untersuchung zu unterziehen, über die demnächst berichtet werden wird.

Die Arbeit wurde durch die Hessische Elektrizitäts A.G. unterstützt (HEAG) und ich möchte nicht versäumen auch an dieser Stelle Herrn Direktor STRAHRINGER allerbestens zu danken. Auch danke ich Herrn Dipl.-Phys. ROLF MEYER für seine Beihilfe bei der Durchrechnung der Elektronenlaufpläne.

Literatur. [1] HEIL, O., u. A. ARSENJEWA-HEIL: Z. Physik 95, 752 (1935). — [2] GEBAUER, R.: Wiss. Veröff. d. Technischen Hochschule Darmstadt 1, 65 (1947). — [3] GEBAUER, R., u. C. KLEESATTEL: Wiss. Veröff. d. Technischen Hochschule Darmstadt 1, 97 (1949).

Prof. Dr. R. GEBAUER, Physikalisches Institut
der Technischen Hochschule Darmstadt.

Die Wärmeleitfähigkeit von Chroman B2Mo bei tiefen Temperaturen.

Von F. SCHMEISSNER und H. MEISSNER, Herrsching bei München.

(Mitteilung der Kommission für Tieftemperaturforschung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften.)

Mit 2 Textabbildungen.

(Eingegangen am 6. Juli 1950.)

I. Einleitung.

KARWEIL und SCHÄFER [1] haben bereits festgestellt, daß die Legierung Contracid B7Mo (Zusammensetzung in Gewichtsprozent etwa: 60% Ni, 15% Cr, 16% Fe, 2% Mn, 7% Mo) bei tiefen Temperaturen eine besonders geringe Wärmeleitfähigkeit besitzt. Für die Herstellung von Versuchsaapparaturen ist es jedoch sehr störend, daß sie zur Zeit nicht in Form von dünnwandigen Rohren lieferbar ist. Dagegen bietet die Heraeus-Vacuumschmelze Hanau derartige Rohre aus einer sehr ähnlichen Legierung Chroman B2Mo (Zusammensetzung in Gewichtsprozent: 61,4% Ni, 18,5% Cr, 14,5% Fe, 3% Mn, 2% Mo, 0,6% Si) an. Der Zweck dieser Arbeit war es, zu prüfen, ob ihre Wärmeleitfähigkeit ungefähr ebenso klein ist wie die des Contracids.

II. Versuchsaapparatur.

Es wurde die Methode der elektrischen Energiezufuhr an einem Ende der zu prüfenden Probe im stationären Zustand benutzt. Die Versuchsanordnung bestand aus 2 Gefäßen, einem inneren (I) und einem äußeren (A), die durch einen Vakuummantel (V) getrennt sind und je nach der gewünschten Temperatur mit flüssigem Sauerstoff oder flüssigem Helium gefüllt werden. Durch verschieden starkes Öffnen der Pumpleitungen P₁ und P₂ kann zwischen beiden Gefäßen eine Temperaturdifferenz erzeugt und konstant aufrecht erhalten werden. Die Meßanordnung ist in den Vakuummantel zwischen den beiden Temperaturbädern eingebaut (s. Abb. 1). Die Probe P ist einerseits an dem (auf tieferer Temperatur befindlichen) inneren Gefäß I, andererseits an einem O₂- bzw. He-Dampfdruckthermometer Th angelötet. Der Dampfdruck in dem Thermometergefäß kann über die Neusilberkapillare K an einem Quecksilbermanometer abgelesen werden. Das Thermometergefäß trägt eine Heizwicklung, durch die es so stark aufgeheizt wird, daß im stationären Zustand der Dampfdruck in ihm gerade ein ganz klein wenig unter dem des äußeren Gefäßes liegt. Da nicht nur die Neusilberkapillare, sondern auch die Stromzuführungs- und Potentialdrähte der Heizwicklung in möglichst guten Wärmekontakt mit dem äußeren Bad gebracht sind, wird — bei den angewendeten Dimensionen — die Wärmezufuhr vom äußeren Bad vernachlässigbar klein und die gesamte

in der Heizwicklung erzeugte JOULEsche Wärme fließt durch die Probe zu dem auf tieferer Temperatur befindlichen inneren Flüssigkeitsbad ab, dessen Temperatur ebenfalls aus dem Dampfdruck bestimmt wird. Aus der Stromstärke, der Potentialdifferenz an den Enden der Heizwicklung, der Temperaturdifferenz sowie den Dimensionen der Probe kann dann die Wärmeleitfähigkeit berechnet werden.

III. Versuchsergebnisse.

Es wurde eine Probe aus weichem, blankem Chromanblech von 0,1 mm Stärke untersucht.

Dabei wurden zwei Meßpunkte bei Temperaturen des flüssigen Sauerstoffs und ein Meßpunkt bei der Temperatur des flüssigen Heliums aufgenommen. Der Druck im Vakuummantel wurde dauernd mit einem

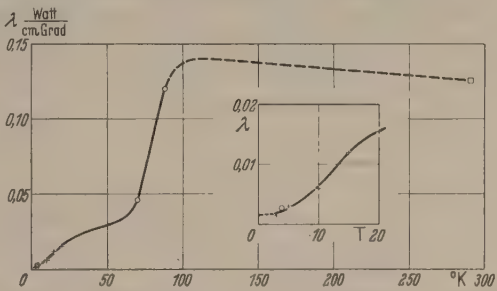


Abb. 2. Wärmeleitfähigkeit λ von: + B7Mo nach KARWEIL und SCHÄFER; □ B7Mo nach D'ANS-LAX; ○ B2Mo nach Tabelle 1.

McLEODschen Manometer kontrolliert und nur solche Messungen ausgewertet, bei denen er kleiner als $1 \cdot 10^{-5}$ Torr war.

Die Versuchsergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt:

Tabelle 1.		
Mitteltemperatur T der Probe °K	Temperaturdifferenz grad	Wärmeleitfähigkeit λ des B2Mo $\frac{W}{cm \cdot grad}$
88	3,05	0,12
70	6,43	0,046
3,9	0,56	0,0026

Die in Tabelle 1 angegebenen Werte sind zusammen mit einigen aus der Literatur [1], [2] bekannten Werten für Contracid B7Mo in das Diagramm Abb. 2 eingetragen. Man sieht, daß für 3,9° K die Wärmeleitfähigkeit von B2Mo und B7Mo annähernd dieselbe ist.

Tabelle 2.	
Temperatur T der Probe °K	Spezifisch-elektrischer Widerstand ρ Ω · cm
286	$1,12 \cdot 10^{-4}$
90	$1,08 \cdot 10^{-4}$
74	$1,08 \cdot 10^{-4}$
4,2	$1,02 \cdot 10^{-4}$

An einer anderen Probe desselben Blechmaterials wurde noch der spezifische elektrische Widerstand bestimmt, wobei sich die in Tabelle 2 aufgeführten Werte ergaben.

IV. Einfluß der Vorbehandlung auf die Wärmeleitfähigkeit.

Der mittlere Fehler der Messungen beträgt etwa 2%. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Wärmeleitfähigkeit außerordentlich stark von der Vorbehandlung abhängt. So haben ALLEN und MENDOZA [3] für die Wärmeleitfähigkeit ihrer Legierung „German Silver“ einen etwa 6mal höheren Wert gefunden (wenn man ihre Werte von 4 auf 5° K extrapoliert) als KARWEIL und SCHÄFER [1] bei der ganz ähnlichen Legierung „Silberbronze“. (Die Angabe bei ALLEN und MENDOZA, daß sich ihre Kurve weich an die von KARWEIL und SCHÄFER anschmiegt, ist offensichtlich ein Irrtum.) Der Grund für die unterschiedliche Wärmeleitfähigkeit ist der folgende:

ALLEN und MENDOZA benutzten weiche, geglühte Proben, KARWEIL und SCHÄFER harte, zugblanke Proben.

Bei unserer Versuchsanordnung konnte gleichzeitig annähernd das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit der Neusilberkapillare (einschließlich der Stromzuführungs- und Potentialdrähte aus Manganin) zu

der Wärmeleitfähigkeit der Probe bestimmt werden. Dabei ergab sich, daß die Wärmeleitfähigkeit des Neusilbers viel größer sein mußte, als aus der Literatur für zugblankes Neusilber bekannt war. Der Grund war auch hier, daß die vom Ziehen harte Kapillare, um sie leichter in eine enge Spirale wickeln zu können, vorher durch die Flamme gezogen, also weich gemacht worden war. Da dies aber nur sehr oberflächlich geschehen war und die dafür ermittelte Wärmeleitfähigkeit keinen reproduzierbaren Wert darstellt, soll sie hier nicht mitgeteilt werden.

Zusammenfassung.

Es werden Werte der Wärmeleitfähigkeit für die Chrom-Nickel-Legierung Chroman B2Mo bei den Temperaturen 88, 70 und 3,9° K mitgeteilt und auf die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der Härte des Materials hingewiesen.

Der Firma Heraeus-Vacuumschmelze Hanau sei auch an dieser Stelle für die kostenlose Lieferung des Probematerials gedankt.

Literatur. [1] KARWEIL u. SCHÄFER: Ann. Phys. (V) **36**, 567 (1939). — [2] D'ANS-LAX: Taschenbuch für Chemiker und Physiker, 2. Aufl., S. 1288. Berlin 1949. — [3] ALLEN und MENDOZA: Proc. Cambridge philos. Soc. **44**, 280 (1947).

Dipl.-Ing. F. SCHMEISSNER u. Dr. H. MEISSNER, Herrsching, Kommission für Tieftemperaturforschung, Rieder Straße.

Berichte.

Kunststoffe im physikalischen Laboratorium.

Von RICHARD VIEWEG, Darmstadt.

(Eingegangen am 8. Mai 1950.)

Einleitung.

Die heutigen Physiker stellen an ihre Werkstoffe oft in mehreren Richtungen gleichzeitig hohe Anforderungen. Sie verlangen etwa, daß ein und derselbe Stoff elektrostatisch isolieren und niedrige dielektrische Verluste aufweisen oder mechanisch fest sein und sehr geringes spezifisches Gewicht haben soll. Nicht selten sind drei und mehr Forderungen nicht normaler Art auf einmal zu erfüllen, namentlich, wenn das Verhalten in Abhängigkeit von Frequenz und Temperatur eine Rolle spielt. Der „Mehrzweckedienst“ — multiple use heißt es im amerikanischen Schrifttum — ist geradezu ein Kennzeichen modernen Werkstoffgebrauchs im Laboratorium. Unter den Stoffarten,

die in der skizzierten Weise besonders vielversprechend sind, stehen die Kunststoffe obenan. Diese vielgestaltige Gruppe in ihren Möglichkeiten als Helferin für die physikalische Experimentierkunst zu erörtern, ist Aufgabe dieses Berichts.

Übersicht der Kunststoffe.

Der Begriff der Kunststoffe im engeren Sinne hat sich allmählich geprägt für die im Verfahren der Kondensation oder Polymerisation aus niedermolekularen Ausgangsprodukten synthetisch gewonnenen Massen und die aus ihnen hergestellten Halbfabrikate und Fertigteile. Die großtechnische Entwicklung reicht kaum mehr als 30 Jahre zurück, viele Zweige sind

Tabelle 1. Übersicht der Kunststoffe.

Aufbau	Gruppe	Beispiele	Bemerkungen
Hochmolekulare abgewandelte Naturstoffe	Zelluloseabkömmlinge	Zelluloid, Fiber, Azetylzellulose, Zellulosebutyrat	Kunstseide, Zellwolle, Papier werden als große Gruppen für sich betrachtet
	Tierische Eiweißstoffe	Kaseinerzeugnisse (Kunsthorn)	
	Kautschukabkömmlinge	Hartgummi	Zurechnung zu „Kunststoffen“ umstritten
Hochmolekulare Stoffe, synthetisch aus niedermolekularen Verbindungen	Polykondensate	Phenolharze, Harnstoffharze, Anilinharze	
	Polymerisate und Mischpolymerisate	Vinylabkömmlinge, synthetischer Kautschuk, Silikone	Oft als „Kunststoffe“ im engeren Sinne betrachtet. Neuerdings vorgeschlagener Sammelname: „Polyplaste“

nger und der Aufbau und Ausbau der ganzen Gruppe entgegen den Stimmen, die von Sättigungserscheinungen sprachen, noch voll im Gange. Es ist schwierig, nur wenige kennzeichnende Namen aus den Hunderten der im Gebrauch befindlichen Phantasiehandelsbezeichnungen herauszugreifen. „Bakelite“ (ein Phenolharzprodukt) ist vielleicht die bekannteste, wenn auch oft irrtümlich angewandt. Auch „Pertinax“ (ein Hartpapier auf Phenolharzbasis) ist ein viel- und vom Anwender gern falsch gebrauchter Handelsname. Allerdings wissen viele auch über „Trolitul“ (das ist polystyrol) Bescheid. Für eine erste Übersicht der Kunststoffe als plastische Massen oder „Polyplaste“ bezeichnen Kunststoffe diene die Tabelle 1. Als ausführliche Zusammenstellung sei die große Tafel von K. ORTH [1] genannt.

Uns werden die letzten beiden Gruppen hauptsächlich beschäftigen, deren wichtigste Arten mit

Verwendungsbeispielen in den Tabellen 2 und 3 zusammengestellt sind. Auf Vollständigkeit ist natürlich im Interesse des Überblicks und zu Gunsten der praktischen Greifbarkeit und der Erfahrung kein Wert gelegt. Erwähnt sei der Normblatt-Entwurf für Benennungen, Begriffe und Einteilungen von Polyplasten, DIN 7731.

Wenn von technisch wichtigen Erzeugnissen gesprochen wird, so darf zur Begründung auf die in der Welt ständig steigende Kunststoff-Produktion hingewiesen werden. Eine Zahl mag genügen. Von Polyvinylchlorid in Folienform, wie es auch in Deutschland für Mäntel, Tischbedeckungen, Vorhänge u. a. m. bekannt ist, werden zur Zeit in USA je Monat an laufender Länge rund 20000 km erzeugt! Geht man den Ursachen nach, die ganz allgemein die Kunststoffe in Wirtschaft und Technik festen Fuß fassen ließen, so findet man vier wesentliche Gründe,

Tabelle 2. Übersicht technisch wichtiger Polykondensate.

Zusammensetzung	Verwendungsbeispiele	Beispiele für Handelsnamen
Phenol + Formaldehyd somere Kresole + Formaldehyd	„Phenoplaste“, härtpreßstoffe mit und ohne Füllmittel, auch Grundlage von Verbundmassen und Lacken	Bakelite Albertole Pertinax
Harnstoff + Formaldehyd Thioharnstoff + Formaldehyd Melaminharz + Formaldehyd	„Aminoplaste“, Preßstoffe Schäume, Kleber, Lacke	Pollopas Resopal Ultrapas
Anilin + Formaldehyd	Nicht härtpreßstoffe	Iganil
Glycerin + Phthalsäure	Hauptsächlich für Verbund- und Lackstoffe	Glyptal
Alkylpolysulfid	Gummiartige Dichtungsmittel	Thiokol Perduren
Polyamide	Spritzmassen, Fasern, Folien	Igamid Nylon
Polyurethane	Spritzmasse, Schäume, Lackstoffe	Polystal Moltopen

Tabelle 3. Übersicht technisch wichtiger Polymerisate.

Reine Kohlenwasserstoffe (nur C und H)	Kohlenwasserstoffverbindungen mit O, N, Cl, S, Si
Polystyrol (Trolitul, Styroflex) Polyisobutylen (Oppanol) Butadienpolymerisate (synthetischer Kautschuk Buna) Polyäthylen (Lupolen)	Polyakrylate (Plexiglas, Stablol) Polyvinylverbindungen Polyvinylchlorid Polyvinylazetat usw. (Igelit, Vinidur) Polyester Silikone
Mischpolymerisate Fluorkarbone	
Anwendungsarten: fest; zähplastisch; wachs-, hornartig; Folien; Verbund-, Klebe-, Lackstoffe; Fäden.	

die auch für den Gebrauch im Laboratorium nützliche Hinweise geben. In erster Linie ist die *Anpassungsfähigkeit* als wichtiger Vorteil der Kunststoffe zu nennen. Wir begegnen ein und demselben Stoff, also einem Gebilde von immer gleicher chemischer Grundformel nur unter Variation des Polymerisationsgrades

Tabelle 4. Übersicht einiger Eigenschaften von Metallen, Gläsern und Kunststoffen.

Eigenschaft	Metalle	Silikatgläser	Kunststoffe
Gewinnung	Bergmännisch	Hüttentechnisch	Synthetisch
Technologische Verarbeitung	Gießen, Walzen, Ziehen, Pressen, Spritzen, Schmieden, Schweißen usw.	Schmelzen, Blasen, Gießen, Pressen, Ziehen	Pressen, Spritzen, Gießen, Ziehen, Schweißen, Füllen aus Lösungen
Mechanische Bearbeitung	Drehen, Bohren, Fräsen, Sägen, Hobeln, Gewindeschneiden	Nur mit Spezialwerkzeugen	Im allgemeinen wie Metalle, außerdem z. B. Kleben, Schneiden
Gefüge	Kristallgitter, Mischkristalle, Intermetallische Verbindungen	amorphe unterkühlte Schmelzen	Kettenmoleküle, glasartige amorphe Harzkörper, füllbare Stoffe
Mechanische Zerreißfestigkeit (kg · cm ⁻²)	Gußeisen 2000, Stahl bis 20000	Gerätéglass etwa 1000, Fasern bis 20000	Massive Kunststoffe etwa 500, Fasern bis 5000
Elektrische Leitfähigkeit (Ohm ⁻¹ · cm ⁻¹)	Sehr groß, 10 ⁴ ... 10 ⁶	Sehr klein, 10 ⁻¹³ ... 10 ⁻¹⁴	Sehr klein, 10 ⁻¹⁰ ... 10 ⁻¹⁶
Wärmeleitfähigkeit (kcal · m ⁻¹ · h ⁻¹ · grad ⁻¹)	Groß, 30 ... 300	Klein, 0,3 ... 1,1	Klein, 0,1 ... 0,7
Ärmedehnung linear (grad ⁻¹)	9 ... 30 · 10 ⁻⁶	1 ... 10 · 10 ⁻⁶	10 ... 100 · 10 ⁻⁶
Optisches Verhalten	Metallischer Glanz, metallische Farbe	Durchsichtig; alle Farben	Alle Farben, auch durchsichtige Stoffe

als festem, hartem Körper und als plastischer, formbarer Masse, er ist aber auch als dünne, biegsame, klare Folie herstellbar und als zäher, klebender Verbundstoff. Wir finden ihn als leichten, lufthaltigen Schaum und als hochgefüllten, massiven Baustoff. Schließlich sind aus ihm Lacke herzustellen und in manchen Fällen ist er als Faden spinnbar. Die zweite Tatsache, die für die Entwicklung unsrer Stoffe besonders förderlich war, ist die Gewinnung durch chemische Umwandlung *aus wenigen, weitverbreiteten Grundstoffen*, unter denen Kohle, Kalk, Luft die bekanntesten sind. Das dritte Argument betrifft die Verarbeitung im Wege der Preß- und Spritz-, der Gieß- und Ziehtechnik, d. h. vorzugsweise ohne Spanabhebung, also in einer für *Massenerzeugung* günstigen Weise. Die nachträgliche Bearbeitung oder die Einzelherstellung sind dabei meist auch vorteilhaft möglich. Der vierte Gesichtspunkt endlich folgt aus dem gleichzeitigen Bestehen der drei genannten. Erst aus dem Zusammenwirken der angeführten Faktoren ergibt sich der bereits angedeutete *Vielzweckdienst*, den unsere Werkstoffe wie keine anderen zu leisten imstande sind.

Zur Überleitung auf spezielle Fragen der Laboratoriumstechnik mag ein Vergleich einiger Eigenschaften der Kunststoffe mit denen der Metalle und der anorganischen Gläser dienen, zweier Gruppen, die in der praktischen Arbeit des Physikers größte Bedeutung besitzen. In Tabelle 4 sind einige technologisch und einige physikalisch-meßtechnisch wichtige Daten zusammengestellt. Für eingehende Studien muß auf die Buch- [2] und Zeitschriftenliteratur [3] verwiesen werden. Soweit die Eigenschaften der Kunststoffe bereits standardisiert sind, findet man ihre Zusammenfassung in den Normblättern DIN 7704 Preßstoffe, Allgemeines; 7705 Formpreßstoffe; 7706 (neuer Entwurf 7735) Schichtpreßstoffe (Hartpapier und Hartgewebe); 7708 Typentafel.

Von den mechanischen Eigenschaften.

Für die Einführung von Kunststoffen in die technische Praxis war die Schwerzerbrechlichkeit vieler Kunststoffgegenstände ein wichtiger Vorteil. Physikalisch drückt sich diese Eigenschaft in relativ hohen Werten der Schlagbiegefestigkeit (kg/cm^2), heute meist Schlagzähigkeit genannt, aus. Angaben hierüber und über die Biegefestigkeit waren lange Zeit die einzigen mechanischen Daten, mit denen der Konstrukteur auskommen mußte. In den oben angeführten Normblättern finden sich jetzt weitere Werte, besonders über Kerbschlagzähigkeit, Druck- und Zugfestigkeit, Härte und Elastizitätsmodul. Auch die thermischen Eigenschaften werden zum Teil durch Festsetzungen über die zulässige Abnahme der Festigkeit bei Wärmebeanspruchungen definiert. Wegen der beträchtlichen Streuungen ist die Messung der mechanischen Eigenschaftswerte ein kritisches Gebiet; umstritten ist insbesondere die Übertragbarkeit der meist an sog. Normstäben gewonnenen Werte auf das beliebig gestaltete Fertigstück [4].

In Tabelle 5 ist eine Auswahl mechanischer Werte einiger Kunststoffe zusammengestellt. Über die Struktur der Werkstoffe selbst enthält der nächste Abschnitt Angaben. Die Zahlenwerte sollen einen Anhaltspunkt über Größenordnung und Abstufung

Tabelle 5. Einige mechanische Eigenschaften von Kunststoffen bei Raumtemperatur.

Kunststoffe	Biegefestigkeit kg/cm^2	Schlagzähigkeit cm kg/cm^2	Elastizitätsmodul E kg/cm^2
Phenol-Reinharz	bis 1200	bis 30	36000
Phenolharz-Hartpapier	bis 1400	bis 25	bis 200000
Harnstoffharz, gefüllt (Pollopas)	bis 1000	bis 10	bis 100000
Polystyrol (Trolitul)	1100	20	31000
Polymethakrylat (Plexiglas)	1400	20	32000
Polyvinylchlorid (Vinidur)	bis 1100	bis 250	30000
Polyamid-Preßteile	bis 1000	bis 150	20000
Polyäthylen	110	—	1000
Polytetrafluoräthylen (Teflon)	150	—	4000

vermitteln, Genaueres muß der Fachliteratur entnommen werden.

In den letzten Jahren ist auch der Einfluß der Ermüdungserscheinungen auf das mechanische Verhalten und demgemäß auf die Konstruktion stärker beachtet worden [5]. Die Verallgemeinerung einzelner Versuchsergebnisse und ihre Übertragung auf beliebige Formen ist jedoch hier noch schwieriger als bei den zügigen Festigkeitswerten. Die wenigen bisher vorliegenden Bestimmungen der Biege- und Torsionswechselfestigkeit, ergänzt durch „Wöhler Kurven“ und ähnliche Diagramme der Zeitfestigkeit geben wohl die Sicherheit, daß auch Kunststoffe langzeitigen dynamischen Beanspruchungen standhalten, die Zahlenwerte müssen jedoch von Fall zu Fall ermittelt oder mit Vorsicht übertragen werden. Auch über den für den Physiker manchmal interessanten Torsionsmodul (kg/cm^2) finden sich nur spärliche Angaben. Zur Abschätzung kann dienen, daß er numerisch etwa 40% des Elastizitätsmoduls entspricht.

Der innere Grund dafür, daß bei der Mechanik der Hochpolymeren noch so viele Probleme offen sind, liegt darin, daß sich unsere Stoffe nicht in das übliche Schema einordnen lassen, nach dem ein Stoff entweder fest oder flüssig ist. Sie weisen mehrere Zwischenzustände auf. Man bezeichnet als Elastomere Stoffe mit Kautschukverhalten, bei denen geringe Deformationskräfte große Verformungen bewirken. Plastomere nennt man diejenigen Stoffe, die keine vollständige Gestaltsbeständigkeit besitzen, sondern mit großer Relaxationszeit nur ungefähr wieder in den alten Zustand zurückkehren. Schließlich gibt es rein plastische Stoffe, die bei genügenden Kräften oder genügender Zeit beliebig deformiert werden können. Die Auffindung des „Relaxationsspektrums“ ist zur Zeit in der Kunststoff-Forschung sehr aktuell [6]. Für die Zwecke des physikalischen Laboratoriums mag hier der Hinweis genügen, daß oft schon die ungefähre Kenntnis der Zusammenhänge und der Meßwerte einen nützlichen Gebrauch ermöglicht.

Von den elektrischen Eigenschaften.

Es ist kein Zufall, daß unter den Kunststoffen eine ganze Anzahl elektrisch sehr hochwertiger Qualitäten vertreten sind. Wies schon im Anfang der Entwicklung das Isoliervermögen der harzartigen Erstprodukte

f elektrotechnische Anwendbarkeit hin, so bot bald der Wettbewerbskampf mit dem früher das Feld beherrschenden Porzellan Anlaß zur Kultivierung derzeugnisse im Sinne besserer Gleichmäßigkeit und stetigeren mechanischen, thermischen und elektrischen Verhaltens. Eine vielgestaltige Laboratoriums- und Prüffeldüberwachung unterstützte den Chemiker in seinen Bemühungen um Steigerung der Güte. Hier finden wir nicht nur in Schalter und Lampe, Klemme und Steckdose den Preßstoff, man kann auch die moderne Fernmeldetechnik ohne stanzbare Hartpapiere als Isoliermittel der Relais und als Schutzstoff für Gehäuse und Anlagen nicht vorstellen. Das Breitband-Übertragungskabel hatte die verlustarme Styroflex- oder Lupolenfolie zur Voraussetzung und ebenso wären manche Fortschritte auf dem Hochspannungsgebiet bis hin zur Röntgentechnik ohne Hartpapier und Hartgewebe in Gestalt von Matten, Formkörpern und Rohren bis zu sehr großen Abmessungen möglich gewesen.

Unter den elektrostatisch isolierenden Kunststoffen ist das schon erwähnte *Polystyrol* am bekanntesten, das in Deutschland unter dem Handelsnamen *Trolitul* in einigen durch thermische und mechanische Eigenschaften unterschiedenen Varianten hergestellt wird. Für unsere Betrachtung genügt es, von *Trolitul* oder *Polystyrol* schlechthin zu sprechen, wenn auch die neueste, kochfeste Abwandlung für sich Beachtung verdient. Man kann *Trolitul* als körnige Masse beschreiben oder als Tafeln, Stangen und Rohre. Diese Formen werden für den Laborgebrauch bedeutender sein als die vielen Tausend von Formstücken, bei denen die Spritzgußteile zur Anwendung in Wirtschaft und Technik auf dem Markt sind. Für manche Zwecke sind indessen Artikel aus *Trolitul*, wie Schalen, Ampullen und andere Gefäße wegen der Schwerförmigkeit, des geringen Gewichts und der chemischen Resistenz zur Aufbewahrung und Ordnung von kleinen Gegenständen recht gut brauchbar. Als Schutzfolie, in einem besonderen Reckprozeß gefertigt, heißt das *Polystyrol Styroflex*. Es gibt heute unzählige technische Kondensatoren mit diesem Dielektrikum, bei denen eine Zeitkonstante von 10 min und eine Kapazität von 30 μF gewährleistet ist. Von welchem Widerstandswerte ab man den Anspruch der elektrostatischen Isolation erheben darf, liegt nicht fest; es hängt auch von den geometrischen Abmessungen der elektrischen Anordnung ab. Der Einfluß der Feuchtigkeit macht sich z. B. bei geringen Werten praktisch nur an der Oberfläche, bei hohen Feuchten auch im Innenwiderstand geltend [7]. Widerstände von $10^{14} \Omega$ lassen sich schon bei sehr kleinen Abmessungen mit *Polystyrol* leicht erreichen, selbst $10^{16} \Omega$ bieten kaum Schwierigkeiten. Auch der spezifische elektrische Widerstand liegt über $10^{16} \Omega\text{cm}$.

Das *Polystyrol* bietet nicht nur den Vorteil eines hohen Gleichstromwiderstands, hierin etwa dem Bernstein ähnelnd, sondern weist auch sehr geringe elektrische Verluste bei Wechselstrom bis zu hohen Frequenzen auf. Man kann mit $\text{tg } \delta < 10^{-4}$ rechnen. In dieser Beziehung ist es dem Bernstein überlegen. Im Laboratorium spielt auch der Preis eine Rolle; sind die beiden Werkstoffe kaum vergleichbar, so kann selbst große und dicke Platten und Stäbe aus *Trolitul* sind durchaus erschwinglich. Daß *Trolitul* bei sorgfältiger Fertigung fast glasklar ist, kann für manche

Zwecke erwünscht sein; es läßt freilich auch die Neigung zu nachträglicher Bildung oberflächlicher Risse deutlich werden. Diese wieder mögen bei elektrostatischen Versuchen der Sitz haftender Ladungen werden, so daß manchmal Entladungsversuche schwankende Werte geben — allerdings stets sehr hohe. Die mechanische Bearbeitung, im physikalischen Labor für die Selbstfertigung von Anordnungen besonders wichtig, ist einfach und mit gängigen Werkzeugen leicht möglich. Bei Gewinden sollte man scharfe Ecken wegen der Einreißgefahr vermeiden; zum Drehen nimmt man aus dem gleichen Grunde Wasserkühlung zu Hilfe. Sehr angenehm ist die Möglichkeit, die Verbindung von *Trolitul*teilen „autogen“ durch Kleben mit einer Lösung in Benzol herzustellen, die man in ihrer Konsistenz leicht den wechselnden Aufgaben anpassen kann, bis hin zu großer Verdünnung, die eine Art hochisolierenden Lack ergibt.

Zu den bei uns leider noch wenig beachteten hochisolierenden Stoffen gehört das *Polyäthyl*en, das unter dem Handelsnamen *Lupolen* in Formstücken, Platten und Folien erhältlich ist [8]. Vielleicht der markanteste Vorteil ist der niedrige dielektrische Verlust, der für 10^9 Hz zu $\text{tg } \delta < 5 \cdot 10^{-4}$ angegeben wird. Die dem Paraffin ähnliche Beständigkeit des *Lupolens* gegen chemische Agenzien bei guter Wärme- (bis 100°C) und Kältefestigkeit (bis -50°C) kann neben der Möglichkeit der Aufbringung auf Unterlagen durch Flammenspritzen (ähnlich dem Schoopschen Metallspritzverfahren) von Interesse sein.

Als weiterer Kunststoff auch für hohe elektrische Anforderungen sei das chemisch aus *Polyisobutyl*en bestehende *Oppanol* genannt, ein kautschukähnlicher Stoff, der — zum Teil zusammen mit *Lupolen* — unter anderem zur Auskleidung von Behältern, Apparaten und Rohren und zur Herstellung flüssigkeits- undurchlässiger, chemikalienfester Fußböden Verwendung findet. Hier sei auch ein Nachteil, der sich bei manchen Kunststoffen findet, nicht verschwiegen: der „kalte Fluß“, d. h. die nicht vollständige Formbeständigkeit selbst bei Raumtemperatur. Oft kann durch konstruktive Maßnahmen, d. h. durch allseitige Verhinderung des Fließens, oder durch Verschnittstoffe Abhilfe geschaffen werden. Der spezifische elektrische Widerstand des auch mit Gummi zusammen verarbeitbaren *Oppanols* wird zu $\rho > 10^{15} \Omega\text{cm}$ angegeben.

Ein hochisolierender Stoff mit $\rho > 10^{16} \Omega\text{cm}$ [9] ist das *Polyvinylkarbazol*, das den Handelsnamen *Luvican* führt. Gute Wärmebeständigkeit und günstige Festigkeit zeichnen den in Formstücken und Platten gefertigten Werkstoff aus, der auch für hohe Frequenzen brauchbar ist. Eine Art faserige Struktur und ein blechähnlicher Klang machen *Luvican* schon äußerlich kenntlich.

Zu den Vinylabkömmlingen gehört auch das *Polyvinylchlorid*, das in festen Formstücken, Platten, Rohren und Profilen unter der Fabrikmarke *Vinidur* vorliegt, als reine Folie den Namen *Luvitherm* hat und mit Weichmachern verarbeitet als jenes schon erwähnte Massengut vom Kunstleder bis zur Regenkappe unter einer nicht angebbaren Fülle von Phantasiebezeichnungen heute sehr weit verbreitet ist. Wir finden es auch als *PC-Faser*, die säurefeste Gewebe zu fertigen gestattet, und selbstverständlich auch als säurefesten Lack. *Vinidur*, ein gelbrot bis roter fester

Körper, ist ausgezeichnet und maßhaltig bearbeitbar und stellt einen vielseitig brauchbaren, durch hohe Isolationswerte, Resistenz gegen anorganische Säuren und Laugen, Benzin- und Ölfestigkeit sich empfehlenden Konstruktionswerkstoff dar. Auch Fertigteile wie Behälter, Kannen, Akkukästen sind für das Labor beachtlich. Die weichgestellten Arten sind als Schläuche — auch zur Isolierung —, Dichtungen und sonstige Zwischenlagen nützlich. Für Verpackungszwecke nimmt man dort, wo der Weichmacher stören könnte, das unverschnittene Luvitherm, das sich auch zur Kaschierung von Unterlagen und zur Auskleidung von Behältern vorzüglich eignet und ebenso wie das kompakte Vinidur elektrisch hoch isoliert ($\rho > 10^{15} \Omega \text{ cm}$). Die Verarbeitung wird — wie bei manchen anderen Kunststoffen — durch die Möglichkeit der Klebung und vor allem der autogenen Schweißung im Heißluftstrom oder durch Hochfrequenz sehr erleichtert [10]. Erwähnt sei, daß die Weichmachung ohne besondere Schwierigkeit auch im Labor ausgeführt werden kann. Der Gelierprozeß des Gemisches aus PVC-Pulver und Weichmacher geht bei etwa 160°C ziemlich plötzlich vor sich. Im allgemeinen wird man unter den käuflichen Folien für alle Zwecke die passende Konsistenz finden; es ist aber doch gut zu wissen, daß man sich auch selbst helfen kann.

Von den organischen Gläsern [11].

Unter dem Gesichtspunkt der elektrischen Eigenschaften könnten, wie Tabelle 4 erkennen läßt, alle Kunststoffe erörtert werden. Die bisher behandelten zeigten auch noch andere Merkmale, die im vorigen Abschnitt gleich mit erwähnt wurden. Ein Werkstoff aber, der auch elektrisch hochwertig ist, soll uns doch zu optischen Betrachtungen überleiten: das *Poly-methakrylat*, unter den etwas verschiedene Stoffe bezeichnenden Handelsnamen Plexigum und Plexiglas aus seinen Anwendungen im Flugwesen auch weiteren Kreisen bekannt. Die überlegene Durchlässigkeit neben der guten Polierbarkeit und Bearbeitbarkeit haben Plexiglas als Schnitzstoff für künstlerische Arbeiten einführen lassen. Die gleichen Eigenschaften — die Durchlässigkeit beträgt zwischen $0,3\mu$ und $1,2\mu$ über 80% — verbunden mit der elektrischen Qualität ($\rho_{20^\circ} \sim 10^{15} \Omega \text{ cm}$) sichern ihm auch im physikalischen Labor Anwendungsgebiete. Plexiglas wird auch als organisches optisches Glas im engeren Sinne, d. h. für abbildende Systeme in optischen Geräten verwandt. Auch Trolitul wird benutzt. Ungefährte Werte für Brechungsindex und ABBESche Zahl sind

bei Polymethakrylat	$n_D = 1,50$	$v = 57$,
bei Polystyrol	$n_D = 1,59$	$v = 31$.

Der aktuelle Aufgabenkreis der Blendschutzmittel, besonders mit Hilfe von Polarisationswirkungen hat die Zahl der organischen Gläser und der Untersuchungen über sie rasch wachsen lassen [12]. Bemerkenswert ist, daß für den noch recht neuen Werkstoff Polytetrafluoräthylen („Teflon“) $n_D = 1,35$ genannt wird, im Einklang mit der niedrigen Brechzahl der anorganischen Fluoride, die zur Reflexverminderung benutzt werden. Mit Vinylderivaten sind n_D bis 1,68 realisierbar, Phenol-Gießharz hat $n_D = 1,66$. Gerade die Phenolharze haben sich als Modellschubstanzen für spannungsoptische Versuche bewährt, andere Kunst-

stoffe dienen als Werkstoff für transparente Modelle und für Einbettungen, sei es zur Aufbewahrung (z. B. Celodal), sei es zum Schleifen (z. B. Anilin-Reinharz). Optische Anwendungen von Kunststoffen in Filter, Film und Folie seien nur eben genannt. Als Zwischenschichten in Sicherheitsgläsern und als Überzüge haben Kunststoffe den Vorteil des Optischen bei Biegsamkeit und hoher mechanischer Schlagfestigkeit in zahlreiche technische Anwendungen getragen. Auch hier sind Grenzen zu beachten: die geringe Ritzhärte und der niedrige Erweichungsbereich.

Als Besonderheit ist zu erwähnen, daß manche organischen Gläser in verhältnismäßig einfacher Weise im Laboratorium polymerisiert und damit direkt in die Endform übergeführt werden können. Bei Plexiglas gab die Verwendung in der Zahntechnik Anlaß zu dieser Entwicklung. Ein neuerer Kunststoff Hostacoll C, seiner Konstitution nach ein Polyäthylenimin, polymerisiert unter normalen Raumbedingungen in übersichtlicher Weise [13]. Man erhält — leider unter beträchtlicher Volumenschrumpfung — ein Endprodukt von hoher Durchlässigkeit.

Von den Schäumen.

Eine weitere spezifische Erscheinungsform von Kunststoffen hat in jüngster Zeit von sich reden gemacht, die Schäume. Es ist grundsätzlich möglich, wohl alle Kunststoffe bei der Polymerisation mit einem Treibmittel aufzuschäumen; technisch haben sich nur einige Arten durchgesetzt, allerdings mit vielseitigen Anwendungen, unter denen als neu nur die für künstliche Gliedmaßen in der Orthopädie genannt sei. Kunststoffschäume sind seit längerer Zeit bekannt. Sie wurden zunächst überwiegend als Dämmungsmittel für akustische oder thermische Zwecke benutzt. So haben die weißen Schäume aus Harnstoffharz unter dem Namen Iporka in der Kältetechnik größere Bedeutung erlangt. Man hat äußerst leichte, watteartige Formen neben steiferen Modifikationen. Im letzten Jahrzehnt hat man begonnen Materialien in Schaumform als „Stützstoffe“ in tragenden Konstruktionen zu verwenden. Man erreicht mit solchen Verbundsystemen [14] aus besonders gezüchteten, auch in dünnen Schichten hochfester Kunststoffe und zwischengelagerten Schäumen Festigkeitswerte, die weit über die Summe der Teileigenschaften hinausgehen. Als Naturstoff in ähnlicher Anwendung ist das Balsaholz bekannt. Beachtlich ist, daß Schäume von nur $0,15 \text{ g cm}^{-3}$ Raumgewicht immerhin allseitige Druckbelastungen von mehr als 30 kg cm^{-2} aushalten können. Der äußeren Erscheinungsform nach gibt es Schäume in elastischer Ausführung (z. B. Schaumgummi) und in starrer Form, mit groben Gaseinschlüssen, aber auch mit sehr kleinen Poren bis hin zu solchen, bei denen dem flüchtigen Beobachter nur das geringe spezifische Gewicht die Schaumstruktur verrät, während die Kleinheit der Einschlüsse die Bezeichnung „ μ -Schaum“ aufkommen ließ. Ein derartiger Schaum aus Polyvinylchlorid verbindet Leichtigkeit mit hohem elektrischen, thermischen und akustischen Isoliervermögen und eignet sich, da er bequem verarbeitbar, sogar mit dem Messer schneidbar ist, sehr gut zur Montage von Versuchsschaltungen.

Man hat Kunstharzschäume, z. B. für Seenotstationen, als Schwimmkörper benutzt, die durch

ikrobenfestigkeit und mechanisch dem Kork überlegen sein können. Ziehen wir hier die sonst in unserem Bereich außer Acht gelassene Gruppe der Zellulose-akömmlinge heran, so sei die Konstruktion von Stützringlingen erwähnt, die aus strohhalmähnlichen, ertlaufend erzeugten Azetatröhrchen aufgewickelt sind. Windungen und Lagen werden in statu nascendi ineinander durch die Anlösung mit Azeton verklebt. Die „Schottung“ erreicht man durch automatisches Zusammenkniffen in Abständen von etwa 10 cm. Nach ähnlichen Verfahren lassen sich auch kurze Bündel von Röhren, die nur C und H enthalten, herstellen; sie können für Arbeiten mit Neutronen von Interesse sein.

Die bisher noch nicht genannte Werkstoffgruppe der Polyisocyanate liefert aus der Addition der als Desmodur und Desmodur bezeichneten Komponenten in der Orthopädie benutzten, sehr festen Schaum Poltopren; man kann aber auch eine elastische, dichte Modifikation „J-Gummi“ erhalten und einen durch hohe Klebekraft und gute Festigkeitseigenschaften ausgezeichneten Leim oder auch Lack „Polystal“ [15].

Besondere Aufmerksamkeit verdienen die elektrischen Eigenschaften der Schäume. Man besitzt in ihnen erstmalig Dielektriken, die, obwohl sie äußerlich Festkörper sind und Baustoffe darstellen, doch den Zwischenraum überbrücken können, der zwischen der Dielektrizitätskonstanten (DK) von Gasen und der kleinsten Festkörper-DK bisher klappte. Man kennt B. Polystyrolschäume mit einer DK bis herunter auf 1,1 und hat in mehreren gebräuchlichen Schäumen Dielektriken mit Konstanten von 1,3 bis 1,5 bei niedrigen dielektrischen Verlusten. Eine weitere Merkwürdigkeit besteht darin, daß abhängig von der Form der Einschlüsse, die je nach Herstellung nahezu Kugeln oder Ellipsoide sein können, die DK richtungsabhängig ist. Auch im thermischen Ausdehnungsverhalten kann man eine Richtung senkrecht zur Preßhaut von einer Richtung bleibender Dehnung und von einer solchen bleibender Schrumpfung unterscheiden [16]. Zum Beispiel ergab sich an einem Würfel, der aus einer Platte von Hartgummischäum herausgeschnitten war, für die DK:

in Richtung senkrecht zur Preßhaut	$\epsilon_1 = 1,3_1$,
in Richtung bleibender Dehnung	$\epsilon_2 = 1,5_3$,
in Richtung bleibender Schrumpfung	$\epsilon_3 = 1,4_0$.

Neuere Entwicklungen.

Auf dem Werkstoffgebiet sind in letzter Zeit besondere Anforderungen in thermischer Beziehung aufgetreten. Es bestand eine sog. Werkstofflücke zwischen den bei oder nahe der gewöhnlichen Temperatur verarbeitbaren Stoffen wie den Kunststoffen, den Gummisorten und sehr vielen hierher gehörigen Naturstoffen, auch einem Teil der Metalle, die z. B. bei gewöhnlicher Temperatur schneidbar sind, auf der einen Seite und den Gläsern, Emailen und der Keramik auf der anderen. Dabei handelt es sich um sehr konkrete Werkstoffaufgaben. So stellt die Maschinentechnik mit der Erhöhung der Dampf- und Gebrauchstemperatur zusätzliche Anforderungen auch an nichtmetallische Werkstoffe. Installationsmaterial wird für hohe Temperaturen gesucht, bei denen die üblichen Werkstoffe versagen, ja schon dort, wo diese im Dauerbetrieb gerade nicht mehr genügen.

Man fragt ebenso nach flexiblen, hochtemperaturbeständigen Schläuchen für Zwecke, bei denen der Gummi nicht mehr brauchbar, die starre Verbindung aus Silikaten aber unerwünscht ist. Bedarf besteht nicht nur an festen Werkstoffen, sondern auch an elastischen, plastischen Gebilden, an vergütenden Oberflächenüberzügen, wie hochfester Draht-„Emailierung“, Lacken, Schutzschichten und schließlich an Vergußmassen, Pasten, Fetten und Flüssigkeiten.

Silikone.

Es scheint, daß die Werkstofflücke jetzt geschlossen werden kann durch die Entwicklung der Silikone. Über ihre chemische Struktur liegen zahlreiche Berichte vor [17], wir können uns daher auf die Einordnung in unsere Werkstoffe beschränken. Im wesentlichen handelt es sich bei den sog. silikoorganischen Verbindungen um ein anorganisches Grundgerüst von Silizium und Sauerstoff mit organischen Restgruppen. Die Möglichkeiten, die sich durch die Silikone auch laboratoriumstechnisch eröffnen, sind erstaunlich. Folgen wir den Aggregatzuständen, so ist es möglich, Silikone als Flüssigkeiten herzustellen mit Gefrierpunkten unter etwa -80° und mit Siedepunkten bis etwa $+500^\circ$, als gummiartige Stoffe, die noch bei Temperaturen über 230° nicht verhärten und nicht erweichen und schließlich als harzartige Stoffe von hoher chemischer Unempfindlichkeit und großer Widerstandsfähigkeit bei hohen Temperaturen.

Den erstgenannten beiden Gruppen am nächsten steht die Anwendung als Tränkmittel für Schichtstoffe, Filme und Überzüge. Unter den flüssigen Silikonen sind Produkte mit sehr flacher Temperaturviskositätskurve. Besonders beachtlich sind die geringe Flüchtigkeit und demgemäß der außerordentlich kleine Dampfdruck, der Silikone in Vakuum-pumpen dem bekannten Apiezonöl überlegen macht. Nicht nur solche Flüssigkeiten sind auf dem Markt — jetzt auch in Deutschland durch die Vertretung der amerikanischen Hersteller —, sondern auch Hahnfette mit entsprechenden Eigenschaften und Brauchbarkeit bis über 100°C . Die weite Temperaturspanne der Flüssigkeiten läßt eine bisher nicht mögliche Tief-temperatur-Hydraulik realisierbar erscheinen. Es wird auch über die Verwendung eines Silikons als Schmieröl zwischen -70° und $+150^\circ$ berichtet, sowie von konsistenter Paste für den gleichen Zweck zwischen -40° und $+200^\circ$. Bemerkenswert ist eine weitere Anwendung in der Grenzflächentechnik. Setzt man dem Dampf von Silanolchlorid ein beliebiges Material aus, so entsteht durch Reaktion mit der Oberflächenfeuchtigkeit eine Schutzschicht mit wasserabweisenden Eigenschaften. In den sog. Sichtrettern (sight-savers), silikonbehandelten Putzpapieren für Brillen, dient die auf das Glas gelangende feine Schicht zur Verzögerung des Beschlagens. Man kann Silikone auch unverträglich mit synthetischem Kautschuk und anderen Kunststoffen herstellen und so zur Verhinderung des Haftens von Substanzen an Metallen anwenden.

Silikone vom Gummitypus, „Silastic“ und „G.E.-Silicone-Rubber“ sind weich, elastisch und unempfindlich. Hohe Ozonfestigkeit und Ölbeständigkeit werden gerühmt. Überzüge und Auskleidungen lassen sich durch Auftragen einer Paste und Härten bei 350° ausführen. Als Überzüge auf Drähten und Metall-

flächen können Silikone die Aufgabe von Emaillacken übernehmen. So gefertigte Motorwicklungen sind bis 170° brauchbar. Man ist damit nicht mehr aus Isolationsgründen des Motors in seinen Verwendungsgrenzen temperaturegebunden. Die Brücke zwischen den Werkstoffbereichen wird hier deutlich, auch bei der Imprägnierung von organischen und anorganischen Geweben mit Silikonharzen. Ein Silikonharz wird auch als Verbundmaterial für optische Systeme erwähnt und die feste Haftung der Gläser hervorgehoben. Mehr als Kuriosum sei ein Silikonprodukt genannt, das die General Electric Co bisher wohl nur als Werbeartikel unter der Bezeichnung „bouncing putty“, das ist Rückprall-Kitt verteilte, eine teigartige Substanz, die extrem nichtnewtonsches Verhalten zeigt: Ruhig liegend zerfließt der Kitt wie eine dickliche Flüssigkeit, als Kugel fallend springt er hochelastisch zurück. Zieht man ihn langsam, kann man lange Fäden erhalten; ruckartig gezogen, zeigt er alle Merkmale des Momentanbruchs eines festen Körpers.

Auch die Silikone lösen nicht alle Probleme. Die neuartigen Produkte schwanken noch in ihren Eigenschaften, und der Preis ist noch hoch.

Fluorkarbonate.

Eine weitere Neuentwicklung bei den Kunststoffen entstammt der Fluorchemie. Diese wieder verdankt ihre Fortschritte den Problemen um die Atomenergie. Zur Isotopentrennung beim Uran wurde das aggressive Gas Uranhexafluorid benutzt. Seinen Beanspruchungen hielten nur Erzeugnisse des Fluors selbst stand. Das schon erwähnte Teflon gehört hierher; technische Anwendung scheint es bis jetzt nur in Dichtungen und Packungen gefunden zu haben. Grundsätzlich aber werden noch viele Fluorkarbonate infolge der festen Bindung zwischen Fluor und Kohlenstoff besondere Eigenschaften besitzen. Als neues Prinzip ergab sich, daß in Kohlenwasserstoffen in den meisten Fällen Wasserstoffatome durch Fluoratome substituiert werden können. Damit erhält man eine ungeheure Anzahl möglicher Fluorkarbonate, die noch größer wird, wenn man in Betracht zieht, daß teilweise Fluorierung oder Chlorierung möglich sind. Es ist kaum nötig zu erwähnen, daß die Anwendung der Fluorkarbonate als Werkstoffe nur einen schmalen Ausschnitt aus dem Gesamtbereich dieser Verbindungen darstellt [18]. Außer den festen Werkstoffen interessieren z. B. Gase, die hochwertige Isolatoren darstellen, so das auch als Kältemittel bekannte „Freon“, seiner Zusammensetzung nach Dichlordifluormethan. Noch wirksamer ist Trichlormonofluormethan, das die dreifache dielektrische Festigkeit von Luft aufweist und daher als Füllgas in gekapselten Geräten diese so klein zu konstruieren erlaubt, wie es äußere Überslagstrecken mindestens verlangen. Man gebraucht es z. B. in elektrostatischen Bandgeneratoren.

Ergänzungen.

Es war bisher nur möglich, einige besonders wichtige Stoffgruppen zu diskutieren, und auch bei den Eigenschaften mußten wir uns auf eine Auswahl praktisch bedeutsamer Fragen beschränken; manches wichtige Problem, wie etwa die Verwendung von Kunststoffen zu Lagerungen, konnte kaum angedeutet werden. Mehrere Punkte müssen aber noch

nachgetragen werden, um allzu große Lücken der Darstellung zu schließen. Die Schranke, die den Gebrauch der Kunststoffe am wirksamsten einengt, liegt im thermischen Verhalten, physikalisch gesprochen in dem geringen Abstand zwischen Erweichungsbereich und üblichen Gebrauchstemperaturen. Die Werkstofftabellen, die in den Normblättern enthalten sind, geben Formbeständigkeit und Wärmefestigkeiten an, die keinen direkten Schluß auf die praktischen Verwendungsgrenzen gestatten. Im Labor wird man im allgemeinen beträchtlich höher gehen können, als bei der Konstruktion eines technischen Geräts für Laienhand. Die mechanischen Festigkeitswerte gibt man gewöhnlich auf Zerstörung des Prüfstücks bezogen an. Auch da muß der Sicherheitsfaktor für technische Fertigung größer sein als für den Laborgebrauch. Ähnliches gilt auf elektrischem Gebiet; hier allerdings erweist sich die dielektrische Verlustmessung über ihre engere Aussage hinaus als wichtige zerstörungsfreie Prüfmethode, besonders neuerdings durch die Analogie zwischen dielektrischer und mechanischer Relaxation [19].

Günstiger als für den technischen Gebrauch liegen auch die Verhältnisse bei den chemischen Beanspruchungen im Labor. Ein Stoff, der nicht ganz fest gegen ein Lösungsmittel ist, sondern schwach angequollen wird, kann für Versuchszwecke sehr wohl noch brauchbar sein. Umgekehrt wird das physikalische Labor in Richtung der Wasserdampfdurchlässigkeit manchmal höhere Anforderungen stellen als der technische Markt. Meist wird hier die Permeation angegeben. Sie beträgt z. B. für Trolitul bei 25°C $p = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ g cm}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$. Der bisher niedrigste Permeationswert eines Kunststoffes, gültig für eine Mischung von Lupolen mit langkettigen Paraffinen, liegt bei $p \sim 10^{-11} \text{ g cm}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$. Trotzdem diese Werte recht endlich sind gegenüber denen für Metalle und Glas, kommt die Verwendung von Kunststoffrohren (z. B. Vinidur) an Stelle von Zinn- oder Silberrohren durchaus in Frage. Wir haben mehrfach auf das gleichzeitige Vorliegen interessanter Eigenschaften hingewiesen und Beispiele dafür gebracht. Trotz der bestehenden Möglichkeiten, die sich manchmal darbieten, stellen auch die Kunststoffe keinen Stein der Weisen dar, oft sind sie auch anderen Werkstoffen unterlegen. Nicht die Forderung, Kunststoffe um jeden Preis zu benutzen, ist zu stellen, sondern nur die, sie dort heranzuziehen, wo sie eine Bereicherung unserer Werkstoffskala darstellen und ein Helfer sein können. Das aber ist oft genug der Fall.

Mancher Leser vermißt vielleicht Hinweise auf Bezugsquellen. Sie sind absichtlich hier nicht gebracht, weil zu leicht eine vergessen werden könnte. Wer bei einer Firma für technischen Bedarf oder in einem Installationsgeschäft nicht die gewünschte Lieferung oder wenigstens Auskunft erhalten sollte, kann sich an den nächsten Verband der kunststoffverarbeitenden Industrie wenden; ist dieser unbekannt, so gibt die Industrie- und Handelskammer gewiß Bescheid.

Zusammenfassung.

Es wurde versucht, in manchem über das für das Laboratorium Wichtige hinausgreifend, die Kunststoffe als Helfer des Physikers bei seinen praktischen Aufgaben zu erweisen. Von einer Übersicht der synthetischen organischen Werkstoffe ausgehend, wurden die wichtigsten Gruppen von Eigenschaften unter dem Gesichtspunkt ihrer Bedeutung im Labor erörtert. In

elektrischer, optischer, thermischer und mechanischer Beziehung und bei Fragen der chemischen Resistenz. Letzten Kunststoffen mancherlei Vorzüge; der bedeutendste ist die oft vorliegende Kombination mehrerer, bisher nicht leicht in einem Stoff vereinbarer Besonderheiten. Die neuen Entwicklungen der Silikone und der Fluorkarbonate versprechen die Lösung weiterer aktueller Probleme, aber auch die alten Gruppen der Polykondensate und der Polymerisate gestatten bei näherer Bekanntschaft nützliche Anwendungen. In den Erscheinungsformen der Kunststoffe sind es besonders die Folien, die organischen Gläser und die Schäume, die für die allgemeine Gestaltung von Versuchsanordnungen wie für den Gebrauch bei speziellen Einzelaufgaben Beachtung geschenkt werden sollte. Trotz der unbestreitbaren Eignung der Kunststoffe für erstaunlich viele Zwecke ist stets physikalische Kritik, namentlich gegenüber den Anwendungsgrenzen nötig.

Literatur. [1] ORTH, H.: Der Aufbau der Kunststoffe und deren wichtigste Anordnungen. München 1948. — [2] NITHE, R., u. G. PFESTORF: Prüfung und Bewertung elektrochemischer Isolierstoffe. Berlin 1940. — MEHDORN, W.: Kunstharzpreßstoffe und andere Kunststoffe, 3. erw. Aufl.

Berlin 1949. — [3] Bes. Kunststoffe; J. Polym. Sci.; Kolloid-Z.; Mod. Plastics. — [4] VIEWEG, R.: Kunststoffe 39, 64 (1949). — [5] BUCHMANN, W.: Eigenschaften von Polyvinylchloridkunststoff. München 1944. — THUM, A., u. H. R. JAKOBI: Mechanische Festigkeit von Phenol-Formaldehyd-Kunststoffen. VDI-Forschungsheft 396, Berlin 1939. — SIGWART, H.: Die mechanischen Eigenschaften von Plexiglas M 33, Diss. Darmstadt 1945. — [6] MÜLLER, F. H.: Kunststoffe 39, 215 (1949). — JENCKEL, E.: Kunststoffe 40, 98 (1950). — [7] VIEWEG, R., u. F. GOTTWALD: Kunststoffe 33, 289 (1943). — [8] SCHWARZ, A.: Kunststoffe 40, 13 (1950). — [9] KLINGELHÖFFER, H., u. N. JASPER: Kunststoffe 29, 223 (1939). — [10] KRANNICH, W.: Kunststoffe im technischen Korrosionsschutz, 2. Aufl. München 1949. — HAWERKAMP, W.: Kunststoffe 40, 17 (1950). — [11] VIEWEG, R.: Glastechn. Ber. 22, 353 (1948). — [12] Zusammenstellungen, auch anderer Eigenschaften, in Modern Plastics Encyclopedia, New York 1949, Plastics Catalogue Corp. — [13] VIEWEG, R., u. W. KNAPPE: Kunststoffe 39, 279 (1949). — [14] WEHRSE, F.: Kunststoffe 38, 149 (1948). — [15] SAECHTLING, H., u. K.-H. MIELKE: Kunststoffe 38, 85 (1948). — [16] VIEWEG, R.: Kunststoffe 38, 45 (1948). — [17] ROCHOW, E. G.: An Introduction to the Chemistry of Silicones, New York 1947. — SCHWARZ, R.: Glastechn. Ber. 22, 289 (1949). — Mitt. Dow Corning Co. Midland, Mich. USA, 49, 50 (1948). — [18] PFESTORF, G.: ETZ 69, 235 (1948). — [19] ROELIG, H., u. W. HEIDEMANN: Kunststoffe 38, 125 (1948).

Prof. Dr. RICHARD VIEWEG, (16) Darmstadt, Dachsbergweg 6.

Buchbesprechungen.

Hund, Friedrich: Einführung in die theoretische Physik, Bd. 4: Theorie der Wärme. Leipzig: Bibliographisches Institut 1950. 330 S. u. 46 Abb. DMark 5.80.

Man freut sich immer wieder, wenn man in einem der Bände der Reihe „Einführung in die theoretische Physik“ von HUND liest; denn hier handelt es sich um eine Einführung im besten Sinne des Wortes. Der Leser soll zu systematischem Eindenken in die Physik angeregt werden. Diese Absicht des Verf. spürt man besonders stark bei der Thermodynamik, da er es sich von vorneherein nicht so sehr um die Beherrschung eines weitverzweigten mathematisch-physikalischen Formalismus handelt, als vielmehr um die klare gedankliche Durchdringung gewisser grundlegender physikalischer Gegebenheiten. — Das 1. Kapitel, Temperatur und Zustand, ist insofern bemerkenswert, als es zunächst die schönen axonometrischen Bilder der Zustandsflächen mehrphasiger Einkomponentensysteme bringt und dann erst die VAN DER WAALSsche Gleichung. Das 2. Kapitel, Wärmeübertragung, insbesondere Wärmeleitung, enthält einige der wichtigsten stationären und instationären Lösungen der Wärmeleitungsgleichung. Schon die Behandlung des 1. Hauptsatzes (3. Kapitel) ist sorgfältiger als allgemein üblich. Wie nach dem vorstehenden nicht anders zu erwarten, sind die Ausführungen des Verf. zum 2. Hauptsatz (4. Kapitel) sehr klar. Aus dem Inhalt des 5. Kapitels, Anwendungen der Hauptsätze, ist besonders hervorzuheben: Grundfunktionen, Gleichgewichtsbedingungen, Massenwirkungsgesetz, Magnetische Vorgänge, NERNSTscher Satz. Vor allem ist es sehr zu begrüßen, daß Verf. auch in einer Einführung in die Thermodynamik die zentrale Stellung der chemischen Potentiale herausarbeitet. Die Kapitel 6 und 7 sind der Statistik gewidmet, während das 8. Kapitel die Wärmestrahlung behandelt. Den Schluß bildet ein kurzer Abriss der Geschichte der Wärmelehre. Das vorliegende Buch wird sicherlich vielen Anfängern helfen, die Scheu vor der Thermodynamik zu überwinden. Allen Studierenden der Physik, der Chemie und des Maschinenbaus möchte man die intensive Lektüre des HUNDschen Buches dringend empfehlen.

G. U. SCHUBERT.

Eckert, E.: Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1949. 203 S. u. 25 Abb. DMark 24.—

In dem vorliegenden Buch gibt der Verf. eine knappe und doch leicht verständliche Einführung in die Lehre vom Wärme- und Stoffaustausch. Das Buch beginnt mit dem Wärmedurchgang durch Wände, den Temperaturänderungen bei Gleichstrom, Gegenstrom und Kreuzstrom, dem stationären Wärmestrom in Kugeln, Stäben, Heiz- und Kühl-

rippen, sowie mit den zeitlich veränderlichen Wärmeströmungen. Der größte Teil des Buches ist der Wärmeübertragung gewidmet. Anknüpfend an die Grundbegriffe der Strömungslehre wird die Wärmeübertragung an Platten, Kugeln sowie an der inneren und äußeren Oberfläche von Rohren bei erzwungener laminarer und turbulenter Strömung, ferner bei freier Konvektion, bei Kondensation und Verdampfung behandelt. Ergänzt werden diese Betrachtungen durch ein Kapitel über Wärmestrahlung, in dem auch die Gasstrahlung und die Flammenstrahlung besondere Beachtung finden. Das Buch schließt mit einem Abschnitt über Stoffaustausch, wobei das i, x -Diagramm für feuchte Luft, die Diffusion, die Verdunstung sowie die allgemeinen Gesetze des Stoffaustausches erörtert werden. Ein Anhang bringt Zahlentafeln wichtiger Stoffwerte und Diagramme.

Der Verf. ist in besonderem Maße zur Abfassung eines solchen Buches berufen, weil er selbst auf dem Gebiete des Wärmeübergangs und der Wärmestrahlung zahlreiche wissenschaftliche Arbeiten veröffentlicht hat. Es entspricht auch weitgehend seiner eigenen Forschungsmethode, wenn er die Strömung und Wärmeübertragung vorwiegend vom Standpunkt der Grenzschichttheorie aus behandelt. An Stelle exakter umständlicher Lösungen der Differentialgleichungen der Grenzschicht benutzt er vielfach einfache Näherungsansätze, die nach Vergleich mit gemessenen Werten zu recht genauen Gleichungen für die Wärmeübergangszahl führen. Durch diese Betrachtungsweise ergibt sich nicht nur ein tiefer Einblick in die physikalischen Zusammenhänge, sondern auch eine einheitliche Art der Darstellung, die sich bis zum Wärmeübergang bei der Kondensation und Verdampfung, ja bis in die Theorie des Stoffaustausches hinein fortsetzen läßt. Selbst die Ähnlichkeitstheorie vermag der Verf. teilweise aus der Grenzschichttheorie heraus zu begründen.

Dank der klaren und leicht faßlichen Schreibweise des Verf. werden sich viele Leser auch ohne allzu hohe Voraussetzungen rasch in das behandelte Gebiet einarbeiten können. Da überdies das Buch trotz der Kürze alles Wesentliche enthält, unterrichtet es zugleich den Fachmann über den neuesten Stand der Forschung. Daher kann das Buch allen, die sich mit Wärme- und Stoffaustausch zu beschäftigen haben, warm empfohlen werden.

HAUSEN.

Laue, Max v.: Geschichte der Physik. Dritte, durchgesehene Aufl. Bonn: Athenäum 1950. 164 S. DMark 7.50.

Schon 3 Jahre nach Erscheinen der zweiten Auflage ist die dritte Auflage des Buches herausgekommen, ein Zeichen dafür, welchen Anklang es gefunden hat.

Gegenüber der zweiten Auflage, die im ersten Band dieser Zeitschrift, S. 195, 1948 besprochen wurde, weist die dritte Auflage ganz wesentliche Ergänzungen und Verbesserungen auf. Von den 164 Seiten sind etwa 24 völlig neu.

Schon in der Einleitung finden sich Ergänzungen: Es wird auf PLATOS Geringschätzung aller empirischen Forschung und seine Mißbilligung aller Bestrebungen, die Mathematik durch Anwendung auf Gegenstände der Erfahrung zu entwickeln, hingewiesen, sowie auf die bezüglich der Naturwissenschaft ziemlich kritiklose Einstellung des ARISTOTELES. Umgekehrt wird erwähnt, daß COLUMBUS als erster an die Kugelgestalt der Erde so fest glaubte, daß er ein vielen seiner Zeitgenossen tollkühn erscheinendes Unternehmen darauf baute. Ferner wird betont, daß die Geschichte einer Wissenschaft nur denjenigen gedanken kann, die an der Erreichung gewisser Höhepunkte beteiligt waren, daß aber die stille Mitarbeit von ungenannten Tausenden unerläßliche Voraussetzung für hervorragende oder gar geniale Leistungen einzelner war. Besprochen wird in der Einleitung auch die Frage nach der Objektivität naturwissenschaftlicher Erkenntnis. Als einen Beweis von überwältigender Überzeugungskraft sieht VON LAUE folgendes an: Immer wieder kommt es in der Geschichte der Naturwissenschaft vor, daß sich zwei von verschiedenen Menschengruppen gepflegte Gedankenkreise, z. B. Optik und Thermodynamik, zwanglos zusammenfügen lassen.

Ähnliche wichtige Zusätze finden sich in fast allen Abschnitten, große in den Abschnitten Mechanik, Gravitation und Fernwirkung, Elektrizität und Magnetismus, vor allem aber in dem Abschnitt über das Bezugssystem der Physik. Besonders klar sind auf den ersten Seiten desselben die grundsätzlichen Fragen behandelt, die schließlich zur EINSTEINSchen speziellen und allgemeinen Relativitätstheorie führten. Wenigen wird die Bedeutung von LUDWIG LANGE (1863 bis 1936), die VON LAUE in der neuen Auflage ins Licht rückt, bekannt sein. NEWTON half sich mit der Annahme, es gäbe wie eine absolute Zeit auch einen absoluten Raum, und dieser lege eben das richtige Bezugssystem fest. LANGE faßte seine Überlegungen in 2 Definitionen und 2 Theoreme zusammen, durch die der Begriff und die Bedeutung des Inertialsystems klargestellt und die Richtigkeit des kopernikanischen Systems (wenn man von der Umgestaltung durch die Relativitätstheorie absieht) durch die empirische Gültigkeit der Theorem erhärtet wird.

Auch CARL VON LINDE, DEWAR und KAMERLINGH-ONNES erfahren in der neuen Auflage die ihnen gebührende Würdigung.

Aber natürlich sind dies alles Auswahlen aus den vielen wertvollen Ergänzungen.

Nach allem kann nicht nur denen, die die LAUESche Geschichte der Physik noch gar nicht kennen, sondern auch denen, die schon die zweite Auflage mit Genuß lasen, die Lektüre der neuen Auflage warm empfohlen werden.

W. MEISSNER.

Fritsch, Volker: Grundzüge der angewandten Geoelektrik. Wien: Manz 1949. 412 S. u. 408 Fig. DMark 50.—

Das vorliegende Buch unterscheidet sich grundsätzlich von anderen Sammelwerken über dieses Gebiet. Es ist erstrebt worden, eine Übersicht über den *ganzen* Bereich zu geben. Es wurden so praktisch weniger wichtige Verfahren in gleicher Form behandelt wie Verfahren, die allgemein Eingang in die Praxis gefunden haben: Die Gleichstromverfahren 35 Seiten, die Hochfrequenzverfahren 92 Seiten. Die mathematische Behandlung der Verfahren wurde zugunsten graphischer Darstellungen eingeschränkt. Die gebrachten Formeln sind leicht zu übersehen, schematische Skizzen (Strichzeichnungen und graphische Darstellungen) zeigen sehr anschaulich die Anordnung der Geräte und ihre Wirkungsweise. So werden die erforderlichen Meßgeräte und Meßmethoden, die der Physiker für den Geophysiker entwickelt hat, in einer bisher nicht erreichten Vollständigkeit beschrieben. In dem Kapitel „der geologische Leiter“ werden sehr richtig die geologischen Körper als physikalische Mischkörper (feste, flüssige und gasförmige Phase) beschrieben. Die dort angegebenen Probenmessungen lassen aber erkennen, daß es dem Autor nicht so sehr gelungen ist, in die Beschreibung der Physik dieser geologischen Körper einzudringen, als in mehr schematischen Verfahren physikalische Messungen an Proben anzugeben,

die den tatsächlichen physikalischen Zustand geologischer Körper kaum richtig wiedergeben. Interessant sind unter anderem die wenig bekannten Angaben über die elektrischen Eigenschaften von Eis bei verschiedenen Frequenzen. Die Beispiele zeigen eine Reihe zum größten Teil nicht oder wenig bekannter Untersuchungen, die sehr richtig größtenteils Probleme der Wasserführung verschiedener Durchfeuchtung und von Hohlräumen usw. behandeln. Eine kritischere Einstellung manchen Verfahren gegenüber (z. B. dem „Geoskop“ wäre dem Ref. ratsam erschienen. Von der Annahme des Verf. (S. 342): „daß in nicht allzuferner Zeit auch die Erdölaufschließung vorwiegend elektrisch erfolgen dürfte“, sind wir noch weit entfernt. Gut ist, daß immer wieder die Zusammenarbeit mit den Geologen und Bergingenieuren empfohlen wird. Besonders wertvoll ist die ausgezeichnete Literaturzusammenstellung, die auf 55 Seiten über 1000 wichtige Arbeiten aus diesem Fachgebiet des In- und Auslandes bis in die neueste Zeit aufführt, unter anderen auch russische Arbeiten, die uns wenig zugänglich sind.

Eine kurze Zusammenstellung des Inhaltsverzeichnisses gibt am besten Umfang und Einteilung des Gebotenen: nach kurzer Einleitung Kapitel II.: Der geologische Leiter, S. 4–33. III.: Allgemeines über die geoelektrischen Meßverfahren, S. 34–42. IV.: Die Gleichstromverfahren, S. 43–77. V.: Die Verfahren mit nieder- und mittelfrequenter Wechselstrom, S. 78–135. VI.: Die Hochfrequenzmeßverfahren (Funkmutung), S. 136–226. VII.: Messung und Auswertung, S. 227–238, hier auch kurze Angaben über die erforderlichen Kosten. VIII.: Physikalische Voraussetzungen für die Auswertung der Widerstandsmessungen, S. 239–277. IX.: Einige praktische Beispiele, S. 278–351. Anhang: Vereinfachte Berechnung der Zweischichtenkurven. H. REICH.

Falkenhagen, Hans: Statistik und Quantentheorie. Stuttgart: S. Hirzel 1950. 272 S. u. 25 Abb. DMark 12.—

Nach der „Optik“ erschien der Band „Statistik und Quantentheorie“ der „Grundlagen der theoretischen Physik“.

Die ersten beiden Kapitel dieses Bandes behandeln die klassische statistische Thermodynamik, das dritte die Strahlungstheorie. Im 4. Kapitel wird die halbklassische Quantentheorie, der Atombau und die Theorie der Spektren dargestellt. Das 5. und 6. Kapitel bringen die Wellen- und die Quantenmechanik und die wichtigsten Anwendungen der Wellenmechanik. Es folgt die Quantenstatistik und ihre wichtigsten Anwendungen und schließlich ein Kapitel über Kernphysik. Ein kleines Kapitel von ergänzendem Charakter über Elektronenoptik schließt sich noch an. Ein Anhang trägt dem gegenwärtigen unvollständigen Zustand des Gesamtwerkes Rechnung und bringt außer einigen Ergänzungen zur Gastheorie die wesentlichen Grundlagen der HAMILTONschen Mechanik und der Thermodynamik.

Die Darstellung ist meist äußerst knapp, ohne allzu hohe Anforderungen an den Leser zu stellen. Die Fülle des Stoffes ist im Vergleich zum Umfang des Bändchens erstaunlich; der Inhalt geht wesentlich über das hinaus, was man etwa in einer 4stündigen Vorlesung bringen kann.

Der Verf. weicht an manchen Stellen von der üblichen Darstellung ab oder geht über sie hinaus. Im Vorwort erwähnt er ein unveröffentlichtes Werk von DEBYE, HÜCKEL und ihm selbst über die Physik der Atome und Moleküle, an das er sich vielfach angeschlossen habe.

Einige Unvollkommenheiten oder Ungenauigkeiten der Darstellung, bei einer ersten Auflage wohl unvermeidlich, können den Wert des Buches nicht wesentlich beeinträchtigen.

Die „Statistik und Quantentheorie“ von FALKENHAGEN ist eine moderne, für den Anfänger geeignete, verhältnismäßig weitgehende Darstellung von geringem Umfang und als solche willkommen und empfehlenswert.

G. HETTNER.

Becker, R.: Theorie der Elektrizität. Leipzig: J. B. Teubner 1949. Bd. 1 14. Aufl. 240 S. u. 59 Abb. DMark 13.60. Bd. 2 7. Aufl. 336 S. u. 80 Abb. DMark 15.20.

Eine Neuauflage des BECKERSchen Standardwerkes ist von allen Physikern und Elektroingenieuren sehnlichst erwartet worden. Wir sind daher dem Verf. und dem Verlag dankbar für diese beiden Bände. Es soll jedoch hier auf eine ausführliche Besprechung verzichtet werden, da die vorliegenden Auflagen gegenüber den letzten nur geringfügig geändert zu werden brauchten.

G. U. SCHUBERT.